

---

# Untersuchungen zu ionenstrahlinduzierter Desorption von kryogenen Oberflächen

---

## Investigations on Ion-Beam Induced Desorption from Cryogenic Surfaces

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

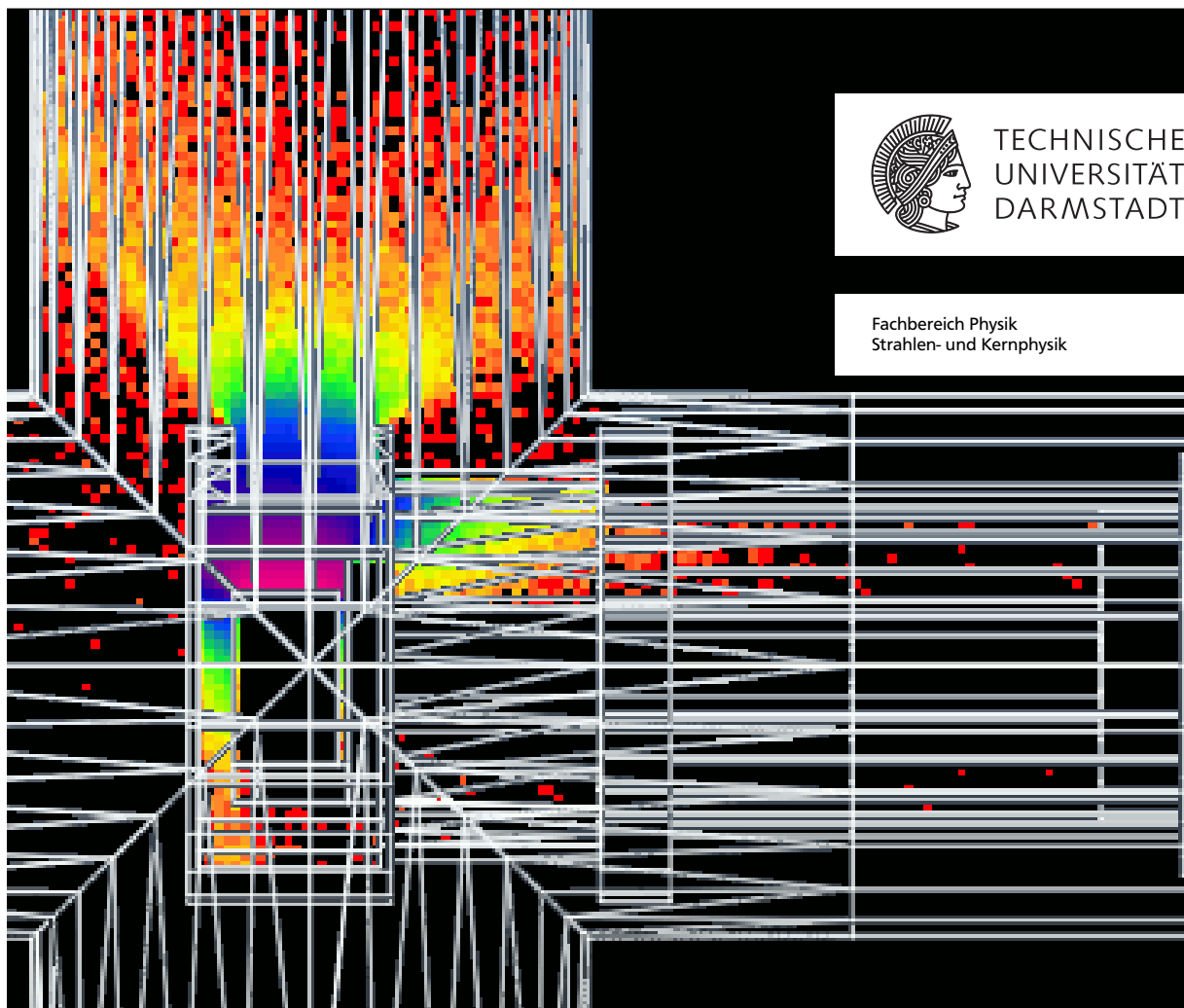
genehmigte Dissertation von Christoph Maurer, M.Sc. aus Frankenberg/Eder

Tag der Einreichung: 15.05.2017, Tag der Prüfung: 03.07.2017

Juli 2017— Darmstadt — D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H. H. Hoffmann

2. Gutachten: Prof. Dr. Norbert Pietralla



Untersuchungen zu ionenstrahlinduzierter Desorption von kryogenen Oberflächen  
Investigations on Ion-Beam Induced Desorption from Cryogenic Surfaces

Genehmigte Dissertation von Christoph Maurer, M.Sc. aus Frankenberg/Eder

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H. H. Hoffmann
2. Gutachten: Prof. Dr. Norbert Pietralla

Tag der Einreichung: 15.05.2017

Tag der Prüfung: 03.07.2017

Darmstadt — D 17

**Titelbild:** Simulation der Gasverteilung unmittelbar nach dem Einschlag des Strahls auf das in dieser Arbeit verwendete Kryotarget und der dadurch ausgelösten Desorption. Diese Simulationen werden im Rahmen dieser Arbeit zur Verbesserung der Auswertung von Single-Shot-Desorptionsmessungen verwendet.

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-65734

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/6573>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.de>

---

Though this be madness,  
yet there is method in't.  
- Hamlet, Akt 2, Szene 2

---

---

## Abstract (deutsch)

---

Ein zentraler Bestandteil der Facility for Antiproton and Ion Research, kurz FAIR, ist das supraleitende Schwerionensynchrotron SIS100. Es wird die hochintensiven Ionenstrahlen für zahlreiche, dort geplante Vorhaben liefern. Dabei ist die maximale Anzahl an Strahlionen, die in einem Zyklus beschleunigt werden können unter anderem durch die Raumladungsgrenze und ihre maximale kinetische Energie durch die magnetische Steifigkeit der Anlage beschränkt. Je höher der Ladungszustand des Ions, desto höher die erreichbare Energie, aber desto niedriger die erreichbare Intensität.

Um hochintensive Strahlen zu erzeugen, müssen daher Ionen mittlerer Ladungszustände beschleunigt werden. Das verschiebt die Raumladungsgrenze zu höheren Intensitäten und vermeidet gleichzeitig beim Strippingverluste. Für ein solches Strahlion ist jedoch die Wahrscheinlichkeit, bei einer Wechselwirkung mit einem Restgasteilchen den Ladungszustand zu ändern größer, als für hochgeladene Ionen. Eine solche Umladung führt unweigerlich zum Verlust des Teilchens auf den Wänden des Strahlrohrs. Dabei kommt es zu einer Gasemission von den so bestrahlten Bereichen, der so genannten *ionenstrahlinduzierten Desorption*. Die resultierende, lokal erhöhte Restgasteilchendichte führt zu weiteren Umladungsprozessen, welche wiederum zu Strahlverlust auf den Wänden und nach Selbstverstärkung dieses Prozesses zum vollständigen Verlust des Strahls führen kann. Die Teilchenzahl wird (anstelle der Raumladung) durch diesen dynamischen Vakuumeffekt limitiert.

Dies ist ein dynamischer Prozess, dessen Ausprägung hauptsächlich von zwei Randbedingungen abhängt: Der initialen Strahlintensität und dem Desorptionsverhalten der getroffenen Oberflächen. Letzteres wird in dieser Arbeit näher untersucht. In Hinblick auf die kryogenen Abschnitte im SIS100 liegt dabei ein besonderes Gewicht auf dem Einfluss der Targettemperatur. Es wurde, aufbauend auf frühere Arbeiten, ein Messstand konzipiert, am SIS18 aufgebaut und eingesetzt. Da das Schwerionensynchrotron (SIS)18 prinzipbedingt keinen kontinuierlichen Strahl liefert, wurde mit Einzelschüssen statt mit kontinuierlicher Bestrahlung gemessen. Dies führt auf einen weiteren Fokus dieser Arbeit. Um die Auswertung derartiger Einzelschussmessungen zu verbessern, wurde eine Methode entwickelt, mit der Randbedingungen wie die Kammergeometrie und die angeschlossenen Pumpen berücksichtigt werden können. Dazu ist eine Charakterisierung des Aufbaus mit Gasdynamiksimulationen notwendig. Mit den so gewonnen Informationen lässt sich die Desorptionsausbeute, also die Anzahl desorbierten Restgasteilchen pro einschlagendem Ion, genauer bestimmen als zuvor. Diese ist eine zentrale Größe für das dynamische Vakuum: bei niedrigen Desorptionsausbeuten bleibt das Vakuum auch bei höheren Strahlintensitäten stabil.



---

Konkret ist für den Betrieb des supraleitenden SIS100 bei hohen Intensitäten die Minimierung der Desorption von kryogenen Substraten notwendig. Im Zuge einer dazu durchgeführten Versuchsreihe wurde bei kryogenem Target eine andere Abhängigkeit der Desorptionsrate von der Strahlenergie festgestellt, als bei vorangegangenen Raumtemperaturmessungen. Diesen Effekt mit den erwähnten Methoden zu untersuchen ist ein weiterer Teil dieser Arbeit. Gleichzeitig wurden diverse Targets bei Raumtemperatur hinsichtlich ihrer Desorptionseigenschaften untersucht. Dabei hat sich der Einfluss ihrer Oberflächenbeschaffenheit im Gegensatz zu früheren Messungen als vergleichsweise schwach herausgestellt.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methoden und erzielten Ergebnisse stellen einen weiteren Schritt auf dem Weg zu einem besseren Verständnis des Desorptionsprozesses dar.

---

## Abstract (english)

---

A central component of FAIR, the Facility for Antiproton and Ion Research, will be the superconducting heavy ion synchrotron SIS100, which is supposed to provide reliable, high intensity beams for various applications. Its beam intensity is governed by the space charge limit, while the maximum energy is determined by the machine's magnetic rigidity. That means, ions with higher charge state can be accelerated to a higher energy, but with less intensity.

For highest intensity beams, intermediate charge states have to be used instead of high charge state ions. This alleviates the issue of space charge but gives rise to dynamic vacuum effects, which also limit beam intensity: beam particles collide with residual gas particles, which leads to charge exchange and their subsequent loss. Impacting on the chamber wall, these ions release adsorbed gas particles. This process is called desorption and leads to a localized increase in pressure, which in turn causes more charge exchange. After a few rounds of self amplification, this can lead to total beam loss. This “runaway-desorption” is typically the main beam intensity limiting process for intermediate charge state (heavy) ion beams.

The extent of this phenomenon is governed by two factors: the initial beam intensity and the desorption yield. The latter is examined within the scope of this thesis. Special emphasis is placed on the influence of the target's temperature, since the SIS100 will be a superconducting machine with cryogenic vacuum chamber walls. In order to investigate this topic, an experimental setup has been devised, built at the SIS18 and taken into commission. Based on the experience gained during operation, it has been continuously improved and extended. Another central innovation presented in this thesis is the use of gas dynamics simulations for an improved method of data analysis. Using this technique, environmental conditions like the chamber geometry and the connected pumps can be taken into account. This method can be extended to any desorption experiment employing the single shot method for measurement.

Of special interest for the operation of the SIS100 at high intensities is the minimization of desorption from cryogenic surfaces. A previous examination of this topic found a breakdown of the familiar scaling of the desorption yield with the beam's energy loss for cryogenic targets. Further examination of this effect with the techniques described above is another goal of this thesis. Simultaneously, desorption measurements at room temperature for several other targets have been conducted. An unexpected result of these experiments is the influence of target surface properties, which was found to be very weak in comparison to previous results.

---

The methods developed during this thesis, along with the results gained by their application, represent another step towards the comprehension of (heavy) ion beam induced desorption.

---

## Inhaltsverzeichnis

---

<b>1. Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2. Vakuumphysikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Statisches Vakuum und thermische Desorption . . . . .	4
2.2. Dynamisches Vakuum und strahlinduzierte Desorption . . . . .	7
2.3. Vakuumherzeugung in der Praxis . . . . .	10
2.4. Druckmessung im Vakuum . . . . .	13
<b>3. Kryophysikalische Grundlagen</b>	<b>15</b>
3.1. Minimierung des Wärmeeintrags . . . . .	16
3.2. Wärmeabfluss . . . . .	20
3.3. Temperaturmessung . . . . .	23
<b>4. Der FAIR-Komplex</b>	<b>24</b>
4.1. Die bestehende Beschleunigeranlage der GSI . . . . .	24
4.1.1. Quellen und Universal Linear Accelerator (UNILAC) . . . . .	26
4.1.2. Transferkanal (TK) und Schwerionensynchrotron SIS18 . . . . .	27
4.2. Schwerionensynchrotron SIS100 . . . . .	29
<b>5. Messung schwerioneninduzierter Desorption</b>	<b>32</b>
5.1. Die Continuous-Bombardment-Methode . . . . .	34
5.2. Die Single-Shot-Methode . . . . .	35
5.3. Beschreibung des Aufbaus . . . . .	37
5.3.1. Raumtemperatur-Targetleiter . . . . .	42
5.3.2. Kryotargetkammer . . . . .	44
5.3.3. Datenaufnahme . . . . .	47
5.4. Ablauf des Experiments . . . . .	51
<b>6. Datenauswertung</b>	<b>53</b>
6.1. Bestimmung der Druckdifferenz $\Delta p$ . . . . .	54
6.2. Bestimmung des Gasdynamikfaktors durch Simulation . . . . .	55
6.3. Fehlerbetrachtung . . . . .	59
6.3.1. Systematischer Fehler . . . . .	64
6.3.2. Statistischer Fehler . . . . .	67
6.3.3. Anwendung auf die Messdaten . . . . .	67

---

<b>7. Ergebnisse</b>	<b>70</b>
7.1. Kalte Targets . . . . .	70
7.1.1. Erste Uranstrahlzeit (28.02. - 09.03.2014) . . . . .	70
7.1.2. Bismuthstrahlzeit (29.03. - 30.03.2014) . . . . .	74
7.1.3. Nickelstrahlzeit (24.04.2014) . . . . .	76
7.1.4. Zweite Uranstrahlzeit (22.05. - 01.06.2016) . . . . .	77
7.2. Warme Targets . . . . .	80
7.2.1. Komposittargets . . . . .	80
7.2.2. Kupfertargets ohne Oxidschicht . . . . .	82
7.2.3. Kupfertargets mit Oxidschicht . . . . .	83
7.2.4. Wolframtargets . . . . .	84
7.3. Resultierende elektrische Ladung auf dem Target . . . . .	85
7.4. Handlungsempfehlungen für den Beschleunigerbetrieb . . . . .	87
<b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>88</b>
<b>A. Test der Eignung von ITR 90-Röhren für Single-Shot-Desorptionsmessungen</b>	<b>90</b>
<b>B. Berechnung des oberflächennahen Energieverlusts mit ATIMA</b>	<b>95</b>
<b>C. Geräteliste</b>	<b>97</b>
<b>D. Zusätzliche Materialien</b>	<b>98</b>

---

## Tabellenverzeichnis

---

2.1. Einteilung des Vakuums in Bereiche . . . . .	3
3.1. Analoge Größen aus Thermodynamik und Elektrodynamik . . . . .	17
5.1. Anordnung der Raumtemperaturtargets in der Targetleiter . . . . .	45
5.2. Strahlzeitübersicht . . . . .	52
6.1. Übersicht über die Gasdynamikfaktoren verschiedener Desorptionsmes- sstände . . . . .	62
6.2. Tabellarische Übersicht über den systematischen Fehler von $\eta$ . . . . .	64
6.3. Tabellarische Übersicht über den statistischen Fehler von $\eta$ . . . . .	66
D.1. Vergleich einiger Single-Shot-Desorptionsmessstände . . . . .	98

---

## Abbildungsverzeichnis

---

2.1. Illustration eines selbstverstärkenden Desorptionsprozesses . . . . .	8
2.2. Skalierung der Desorptionsausbeute bei kryogenem und warmem Target im Kryokollimatorteststand . . . . .	9
2.3. Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter nach Bayard und Alpert . . . . .	14
3.1. Temperaturabhängigkeit spezifischer und voluminarer Wärmekapazitäten einiger denkbarer Kollimatormaterialien . . . . .	16
3.2. Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit einiger denkbarer Kollim- atormaterialien . . . . .	19
3.3. Schematische Darstellung eines GM-Kühleraufbaus und des GM-Prozesses	21
3.4. Vierleiteranordnung zur Widerstands- bzw. Temperaturmessung . . . . .	23
4.1. Übersicht über die Beschleunigeranlage des FAIR-Komplexes . . . . .	25
4.2. Übersicht über den UNILAC . . . . .	26
4.3. Übersicht über das ionenoptische Lattice des SIS18 . . . . .	28
4.4. 3D-Modell eines SIS18-Serienkollimatorpaares . . . . .	29
4.5. Übersicht über das ionenoptische Lattice des SIS100 . . . . .	30
4.6. Geometrie des SIS100-Kollimatorprototyps . . . . .	31
5.1. Diagramm zum Abschätzen der voraussichtlichen SNR für den verwen- deten Aufbau . . . . .	33
5.2. Referenzdesorptionspeak für alle Schüsse auf das Kryotarget in der Strahlzeit von 2016 . . . . .	35
5.3. Schema des verwendeten Experimentaufbaus . . . . .	38
5.4. Foto des verwendeten Experimentaufbaus . . . . .	39
5.5. Aufnahme eines Strahleinschlages auf dem Leuchttarget . . . . .	41
5.6. Foto der eingebauten Targetleiter . . . . .	43
5.7. Foto des Targetaufbaus aus Sicht des Strahls . . . . .	46
5.8. Das Kupfer-Gold-Target von 2014 mit Targethalter . . . . .	48
5.9. Das Stahl-Target von 2014 . . . . .	49
5.10. Übersicht über die Parameter aller Schüsse der Strahlzeit von 2016 . . . .	52
6.1. Beispiel für die Bestimmung von $\Delta p$ aus einem DAQ-Zyklus . . . . .	56
6.2. Simulation des Desorptionspeaks im Kryokollimatorteststand . . . . .	58
6.3. Simulation des Desorptionspeaks für den Aufbau von 2016 . . . . .	60
6.4. Übersicht über Gasdynamikfaktoren aus unterschiedlichen Modellen . . .	61
6.5. Veranschaulichung des Anteils von $\Delta G$ , $\Delta k$ und $\Delta N_{\text{beam}}$ an $\Delta \eta_{\text{syst}}$ . . . .	66
6.6. Veranschaulichung des Anteils von $\Delta N_{\text{beam}}$ , $\Delta I$ und $\Delta p_b$ an $\Delta \eta_{\text{stat}}$ . . . .	68

7.1.	$\eta$ - $T$ -Diagramm für den Kollimatorkopf und das Stahltarget bei $U^{73+}$ -Bestrahlung . . . . .	71
7.2.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für den Kollimatorkopf und das Stahltarget bei $U^{73+}$ -Bestrahlung . . . . .	73
7.3.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für den Kollimatorkopf bei $Bi^{68+}$ -Bestrahlung .	75
7.4.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für den Kollimatorkopf bei $Ni^{26+}$ -Bestrahlung	76
7.5.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für das Kupfer-Gold-Target bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	77
7.6.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für alle kryogenen Messungen . . . . .	78
7.7.	$\eta$ - $t$ -Diagramm zur Ermittlung des Einflusses der Oberflächenbelegungs- dichte . . . . .	79
7.8.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für die Raumtemperatur-Kompositargets Mo-Graphit und Cu-Diamant bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	81
7.9.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für die Raumtemperatur-Kupfertargets mit verschiedenen Oberflächenrauigkeiten bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	82
7.10.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für die Raumtemperatur-Kupferoxidtargets mit verschiedenen Oberflächenbehandlungen bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . .	83
7.11.	Gemitteltes $\eta$ - $E$ -Diagramm für die Raumtemperatur-Wolframtargets mit verschiedenen Oberflächenbehandlungen bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	84
7.12.	Vom Target abgeflossene Ladung pro Strahlion in Abhängigkeit von $E$ für die Strahlzeit von 2016 . . . . .	86
A.1.	Vergleich der mit Extraktor und WRG gemessenen $\Delta p$ für verschiedene Ventilöffnungszeiten mit warmen Wänden . . . . .	91
A.2.	Vergleich der mit Extraktor und WRG gemessenen $\Delta p$ für verschiedene Ventilöffnungszeiten mit kryogenen Wänden . . . . .	92
A.3.	Direkter Vergleich des mit Extraktor und WRG gemessenen $\Delta p$ . . . . .	93
D.1.	Targethalter von 2016 (techn. Zeichnung) . . . . .	99
D.2.	Kryotarget von 2016 (techn. Zeichnung) . . . . .	100
D.3.	$\eta$ - $E$ -Diagramm für den Kollimatorkopf und das Stahltarget bei $U^{73+}$ - Bestrahlung . . . . .	101
D.4.	$\eta$ - $E$ -Diagramm für den Kollimatorkopf bei $Bi^{69+}$ -Bestrahlung . . . . .	102
D.5.	$\eta$ - $E$ -Diagramm für den Kollimatorkopf bei $Ni^{26+}$ -Bestrahlung . . . . .	103
D.6.	$\eta$ - $E$ -Diagramm für das Kupfer-Gold-Target bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	104
D.7.	$\eta$ - $E$ -Diagramm für die Raumtemperatur-Kompositargets Mo-Graphit und Cu-Diamant bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	105
D.8.	$\eta$ - $E$ -Diagramm für die Raumtemperatur-Kupfertargets mit verschiedenen Oberflächenrauigkeiten bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	106
D.9.	$\eta$ - $E$ -Diagramm für die Raumtemperatur-Kupferoxidtargets mit verschie- denen Oberflächenbehandlungen bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	107
D.10.	$\eta$ - $E$ -Diagramm für die Raumtemperatur-Wolframtargets mit verschiede- nen Oberflächenbehandlungen bei $U^{63+}$ -Bestrahlung . . . . .	108



---

## Abkürzungsverzeichnis

---

<b>ATIMA</b>	Atomic Interaction with Matter
<b>CERN</b>	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
<b>CCC</b>	Cryocatcher Control
<b>CDC</b>	Cold Desorption Control
<b>CHORDIS</b>	Cold or Hot Reflex Discharge Ion Source
<b>DAQ</b>	Data Acquisition
<b>ESR</b>	Experimentierspeicherring
<b>EuCARD</b>	Enhanced European Coordination for Accelerator Research & Development
<b>FAIR</b>	Facility for Antiproton and Ion Research
<b>FEM</b>	Finite Elemente Methode
<b>FV</b>	Feinvakuum
<b>GFK</b>	Glasfaserverstärkter Kunststoff
<b>GM</b>	Gifford-McMahon
<b>GV</b>	Grobovakuum
<b>GSI</b>	GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
<b>HLI</b>	Hochladungsinjektor
<b>HL-LHC</b>	High Luminosity Large Hadron Collider
<b>HSI</b>	Hochstrominjektor
<b>HV</b>	Hochvakuum
<b>ISR</b>	Intersecting Storage Rings
<b>LT</b>	Leuchttarget
<b>MEVVA</b>	Metal Vapor Vacuum Arc Ion Source
<b>MTI</b>	Multiturninjektion
<b>MUCIS</b>	Multi Cusp Ion Source
<b>NEG</b>	Non Evaporable Getter

---

**OFHC Cu** Oxygenfree High Conductivity Kupfer

**PIG** Penning Ionization Gauge

**RFQ** Radiofrequenzquadrupol

**RGA** Rest Gas Analyzer

**SIS** Schwerionensynchrotron

**SNR** Signal to Noise Ratio

**TK** Transferkanal

**TMP** Turbomolekularpumpe

**TSP** Titansublimationspumpe

**UHV** Ultrahochvakuum

**UNILAC** Universal Linear Accelerator

**VARIS** Vacuum Arc Ion Source

**WRG** Wide Range Gauge

**XHV** Extremes Ultrahochvakuum

---

## 1 Einleitung und Motivation

---

Teilchenbeschleuniger sind nicht nur ein unverzichtbares Werkzeug der physikalischen Grundlagenforschung [1], sondern werden auch in diversen anderen Aufgabenfeldern wie der Krebstherapie [2], der Materialforschung oder der Erzeugung bestimmter radioaktiver Isotope [3] eingesetzt. Je nach Anforderungsprofil bieten sich dabei verschiedene Beschleunigertypen und Bauformen an, die alle ihre eigenen technische Herausforderungen mit sich bringen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit einer dieser Herausforderungen, nämlich der durch dynamische Vakuumeffekte hervorgerufenen Strahlintensitätsbeschränkung in einem kryogenen Synchrotron für teilgeladene Schwerionen, dem SIS100. Dazu wurde das Ausgasverhalten verschiedener Materialien bei Raumtemperatur und kryogenen Bedingungen unter Schwerionenbestrahlung untersucht.

Die oben erwähnte Intensität, definiert als die Menge der beschleunigten Ionen pro „Schuss“ bzw. pro Zeiteinheit, ist eines der wichtigsten Leistungsmerkmale eines Beschleunigers. Ihre Maximierung kann, je nach durchgeführtem Experiment, nicht nur die benötigte Strahlzeit verringern, sondern beispielsweise durch Erreichen einer benötigten Signal to Noise Ratio (SNR) oder Einbringen einer gewissen Energiemenge die Messung unter Umständen sogar erst ermöglichen. Deswegen ist schon bei der Planung eines Beschleunigers darauf zu achten, die auftretenden Strahlverlustmechanismen möglichst gut zu verstehen, um letztendlich Strategien zu ihrer Eindämmung entwickeln und implementieren zu können.

Ein Beispiel für eine gelungene Erhöhung der erreichbaren Intensität stellt das Upgrade des SIS18 für den Betrieb als Booster des im Bau befindlichen SIS100 dar. Dabei wurde, neben anderen Verbesserungen, die Strahlintensität durch Maßnahmen wie den Einbau von Non Evaporable Getter (NEG)-Elementen und Kollimatoren deutlich erhöht. Letztere stellen Oberflächen mit niedriger Desorptionsrate zur Verfügung, wodurch bei Strahleinschlag wenig des an ihnen gebundenen Gases in das Strahlrohr entweichen kann. Der Einfluss von Materialwahl, Oberflächenbeschaffenheit und Temperatur auf eben diese Desorptionsrate und deren Messung ist das zentrale Thema dieser Arbeit. Die Bedeutung der dabei bereits gewonnenen Erkenntnisse wird am Erfolg des Upgradeprogramms klar. Während im Jahr 2001 bei Hochstrombetrieb noch über 90 % des injizierten Strahls in wenigen Millisekunden verloren gingen, konnte durch das Upgrade eine Erhöhung der extrahierten Intensität um drei Größenordnungen erreicht werden [4]. Dieser Erfolg ist auf die zunehmende Vakuumqualität zurückzuführen. Kapitel 2 beschäftigt sich daher mit den für diese Arbeit wichtigen Grundlagen der Vakuumphysik, insbesondere dem dynamischen Vakuum.

Das SIS100 ist als Beschleuniger mit supraleitenden Magneten ausgelegt. Die Hauptmotivation hinter der Entscheidung für eine kryogene Maschine liegt in den kalten

---

Kammerwänden begründet. Diese fungieren als ausgedehnte Kryopumpe, mit der die bei den angestrebten Intensitäten auftretenden dynamischen Vakuumeffekte unterdrückt werden sollen. Der Einfluss der infolgedessen vorherrschenden niedrigen Temperatur auf die Desorptionsraten in diesen Abschnitten ist dementsprechend von besonderem Interesse. Um diesen zu untersuchen, sind die Messungen bei entsprechend niedrigen Temperaturen durchzuführen. Daher beschäftigt sich Kapitel 3 mit den relevanten kryophysikalischen Grundlagen. Auf die Erzeugung und Messung tiefer Temperaturen wird dabei besonderes Gewicht gelegt.

Der experimentelle Teil beginnt in Kapitel 4. Hier wird sowohl das bestehende SIS18 an dem die Messungen durchgeführt wurden, als auch das geplante SIS100 beschrieben. Auf die Methode zur Messung der Desorptionsraten selbst wird in Kapitel 5 eingegangen. Es wurden kryogene Messungen mit einem goldbeschichteten Kupferblock sowie einem Stahlblock als Target durchgeführt. Raumtemperaturmessungen fanden mit Kupfer- und Wolframtargets, die verschiedenen Oberflächenbehandlungen unterzogen wurden, sowie Kupferoxid-, Kupfer-Diamant- und Molybdän-Graphit-Targets statt. Da die Messungen mit Repetitionsraten im mHz-Bereich durchgeführt wurden, konnte die etablierte Continuous-Bombardement-Methode [5] hier nicht angewandt werden. Stattdessen wurde mit der Single-Shot-Methode gemessen, deren Auswertung im Zuge dessen mit Hilfe von Gasdynamiksimulationen verbessert wurde. Dies ist in Kapitel 6 beschrieben.

Das darauf folgende Kapitel 7 geht auf die Ergebnisse ein. Den Abschluss bildet Kapitel 8 mit einer Zusammenfassung und dem Ausblick auf zukünftige Projekte.

---

## 2 Vakuumphysikalische Grundlagen

---

Von einem Vakuum spricht man nach DIN 28400 bei einem thermodynamischen Zustand eines gas- oder dampferfüllten Raumes, in dem der Gasdruck niedriger als der niedrigste auf der Erdoberfläche vorkommende Atmosphärendruck ist [6]. Die bereits in dieser grundlegenden Definition angegebene Messgröße für die Qualität des Vakuums ist der Druck  $p$ , anhand dessen man das Vakuum in verschiedene Bereiche einteilt (siehe Tab. 2.1). Er wird aus historischen Gründen oft nicht in der SI-Einheit Pascal ( $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$ ), sondern in Millibar ( $1 \text{ mbar} = 100 \text{ Pa}$ ) angegeben.

Vakuumbereich	Druckbereich in mbar
Großvakuum (GV)	300 - 1
Feinvakuum (FV)	$1 - 10^{-3}$
Hochvakuum (HV)	$10^{-3} - 10^{-7}$
Ultrahochvakuum (UHV)	$10^{-7} - 10^{-12}$
Extremes Ultrahochvakuum (XHV)	$< 10^{-12}$

**Tabelle 2.1.:** Typische Einteilung des Vakuums in Druckbereiche. Diese Arbeit beschäftigt sich mit Prozessen die vorwiegend im UHV und XHV relevant sind.

Ist der Druck in einer Vakuumkammer so niedrig, dass ihre Ausmaße kleiner sind als die mittlere freie Weglänge der eingeschlossenen Gasteilchen, folgen diese nicht mehr den aus dem Alltag bekannten Gesetzmäßigkeiten der viskosen Strömung. Stattdessen liegt *molekulare Strömung* vor, deren Eigenschaften darauf beruhen, dass Wechselwirkungen zwischen Kammerwand und Gasteilchen im statistischen Mittel häufiger auftreten als Kollisionen zwischen Gasteilchen. Die fluiddynamischen Effekte, welche durch Teilchen-Teilchen-Kollisionen verursacht werden, fallen weg, was grundlegende Auswirkungen auf die Gasdynamik hat. Die physikalische Beschreibung eines solchen Gases ist daher mit hoher Genauigkeit durch die ideale Gasgleichung möglich. Gleichzeitig ist es bei der Verwendung von Particle Tracking Algorithmen möglich, diese zu parallelisieren. Abschnitt 6.2 geht näher auf Molflow+, ein Vakuum-Simulationsframework das speziell für die Berechnung von Druckverteilungen in Vakua mit molekularer Strömung am CERN entwickelt wurde, ein [7, 8].

Neben Kollisionen zwischen Gasteilchen und Wänden kommen in einem Teilchenbeschleuniger auch Kollisionen mit den Strahlteilchen vor, besonders bei hohem Druck und gleichzeitiger hoher Strahlintensität. Dabei stattfindende Prozesse wie Anregung, Streuung oder Umladung führen typischerweise zu Emittanzwachstum oder dem Verlust des Strahlteilchens. Die maximal erreichbare Intensität wird dadurch begrenzt. Insbesondere bei Ringbeschleunigern für Schwerionen sind diese Effekte kritisch, da

---

der Strahl aufgrund der hohen Umlaufzahl einen deutlich längeren Weg im erzeugten Vakuum zurücklegt als bei Linearbeschleunigern.

Dieses Kapitel beschäftigt sich daher mit den vakuumphysikalischen Grundlagen, die für das Verständnis desorptionsgetriebener Strahlverlustmechanismen notwendig sind. Dabei wird zunächst auf den statischen Fall, insbesondere den Prozess des Ausgasens, eingegangen. Auf dieser Basis wird im folgenden Abschnitt die Wechselwirkung zwischen Strahl und Vakuum beleuchtet. Den Abschluss bildet ein Abschnitt zur Erzeugung und Messung von Drücken im UHV und XHV. Eine vollständigere Einführung in das Gebiet der Vakuumphysik und -technik findet man beispielsweise in [9, 10, 11].

---

## 2.1 Statisches Vakuum und thermische Desorption

---

Von statischem Vakuum spricht man bei einem System, das so lange ausgepumpt wurde, bis der Druck in der Vakuumkammer auf den Enddruck  $p_{\text{end}}$ , welcher durch das Gleichgewicht zwischen Gasabfluss und Gaseintrag bestimmt wird, abgefallen ist. Der Gasabfluss wird dabei durch die angeschlossenen Pumpen erzeugt, während der Gaseintrag durch Lecks, Verunreinigungen und Ausgasen der Oberflächen entsteht. Letzteres ist dabei von zentraler Bedeutung, da es nur unvollständig unterdrückt werden kann und somit in einem weitestgehend leckfreien System<sup>1</sup> der dominierende Effekt für die Begrenzung von  $p_{\text{end}}$  ist. Weiterhin besteht bei  $p \approx p_{\text{end}}$  ein großer Teil des Restgases aus ausgegastem Material, welches sich an anderen Stellen des Aufbaus niederschlagen und zu zusätzlichen Komplikationen führen kann [12].

Während Ausgasen im Allgemeinen die Abgabe von Gas von einem Substrat beschreibt, ist für diese Arbeit insbesondere die Adsorptions-Desorptions-Dynamik auf einer Metalloberfläche, wie zum Beispiel der Kammerwand, von Belang. Zunächst sind dabei einige Unterscheidungen zu treffen. Der bereits erwähnten Adsorption, also der Anhaftung von Teilchen auf der Oberfläche ist die Absorption, die Aufnahme von Teilchen in die Tiefe des Substrats, entgegenzustellen. Beide Prozesse werden unter dem Oberbegriff der Sorption zusammengefasst. Der umgekehrte Prozess, also das Freiwerden zuvor gebundener Teilchen wird als Desorption bezeichnet. Die Adsorption lässt sich nach der ihr zugrunde liegenden anziehenden Wechselwirkung in Chemisorption und Physisorption einteilen.

Bei der *Chemisorption* findet ein Elektronenaustausch zwischen Substrat und Adsorbat statt [9], weswegen man von einer Bindung chemischer Art und somit entsprechend hoher Bindungsenergie sprechen kann. Die Literatur gibt für diese eine Untergrenze von 0,4 eV an [10, Tabelle 5.2], bei niedrigerer Bindungsenergie liegt Physisorption vor. Da für Chemisorption ein freier Platz auf dem Substrat vorhanden sein muss, kann dessen

---

<sup>1</sup> Ein absolut leckfreies System ist prinzipiell nicht möglich [11, Kapitel 19.3.1].

Oberfläche mit maximal einer moleküldicken Schicht Adsorbat, einer sogenannten *Monolage*, bedeckt sein. Weiterhin tritt Chemisorption nur bei chemisch dafür geeigneten Substrat/Adsorbat-Kombinationen auf. Daher kann man diesen Effekt durch die Wahl eines chemisch inerten Substrates wie zum Beispiel Gold unterdrücken. Ebenso kann ein eventueller Edelgasanteil im Restgas nicht chemisorbiert werden. Ein gegenteiliger Ansatz besteht darin, sich die starke Bindung des Adsorbats an das Substrat zunutze zu machen, indem man gezielt eine stark chemisorbierende Oberfläche als Pumpe einsetzt. Titansublimationspumpen und NEG-Pumpen beruhen auf diesem Prinzip. Beide sind in Abschnitt 2.3 beschrieben.

*Physisorption* hingegen findet aufgrund von Van-der-Waals- und elektrostatischen Wechselwirkungen statt [10, S. 65], was auch die im Vergleich zur Chemisorption niedrige Bindungsenergie erklärt. Da Van-der-Waals-Kräfte nicht nur zwischen Substrat- und Adsorbatteilchen sondern auch zwischen Adsorbatteilchen auftreten, können mehrere Monolagen adsorbiert werden. Im Gegensatz zu chemischen Bindungen treten sie zwischen allen denkbaren Materialien, inklusive Edelgasen, auf, weswegen sich Physisorption nicht durch geeignete Materialwahl unterdrücken lässt. Ein Ausheizen (siehe Abschnitt 2.3 auf Seite 10) kann hier Abhilfe schaffen.

Nähern sich Substrat- und Adsorbatteilchen an, kommt es zu einem zunehmenden Überlapp ihrer Elektronenhüllen. Die Elektronen unterliegen dabei weiterhin dem Pauli-Prinzip und weichen in höherenergetische Zustände aus. Dies führt zu einer Erhöhung des Potentials des Systems und damit zu einer abstoßenden, sehr kurzreichweitigen Kraft, was als Pauli-Abstoßung bezeichnet wird. Durch die Kombination aus langreichweitiger, anziehender Wechselwirkung und kurzreichweitiger, abstoßender Wechselwirkung entsteht eine Potentialmulde nahe der Substratoberfläche in der sich das Teilchen aufhalten kann. Ihre Form wird durch das Lennard-Jones-(12,6)-Potential [10, Gleichung (5.5)]

$$\Phi = \frac{C_1}{r^{12}} - \frac{C_2}{r^6} \quad (2.1)$$

bestimmt.  $C_1$  und  $C_2$  geben dabei die Stärken der beteiligten Kräfte an und sind vom Substrat/Adsorbat-System abhängig. An dieser Stelle sei noch erwähnt, dass Physis- und Chemisorption auch gleichzeitig auftreten können. Das Potential besitzt dann zwei Mulden, wobei das der Chemisorption zugeordnete Minimum tiefer und näher an der Substratoberfläche gelegen ist. Durch entsprechende energetische Aktivierung kann es zum Übergang vom einen in den anderen Zustand kommen.

Die Energien, mit denen adsorbierte Teilchen in diesen Potentialmulden schwingen, sind statistisch verteilt und hängen von der Temperatur  $T$  des Systems ab. Sie können mit dem Substrat wechselwirken und dabei Energie austauschen. Die Wahrscheinlichkeit  $P_1$ , dass ein Teilchen während eines Schwingungszyklus die Energie  $E_{\text{bind}}$  erhält, um aus der Mulde zu entkommen, ist durch den Boltzmannfaktor

$$P_1 = \exp\left(-\frac{E_{\text{bind}}}{k_B T}\right) \quad (2.2)$$

gegeben. Hier ist  $E_{\text{bind}}$  die Bindungsenergie des Teilchens auf der Oberfläche und  $k_B$  die Boltzmannkonstante. Multipliziert mit der Schwingungsfrequenz  $f$  des Teilchens in der Potentialmulde und der Anzahl adsorbierter Teilchen pro Oberfläche  $\Theta$  ergibt sich somit die Frenkel-Gleichung [10, Glg. (5.42)]

$$j = -\frac{d\Theta}{dt} = f \Theta \exp\left(-\frac{E_{\text{bind}}}{k_B T}\right), \quad (2.3)$$

welche die Flächendesorptionsrate  $j$  beschreibt. Die Schwingungsfrequenz berechnet sich zu

$$f = \frac{k_B T}{h} \quad (2.4)$$

und beträgt bei Raumtemperatur ca.  $10^{13}$  Hz [10, Glg. (5.34)].

Es ist anzumerken, dass dieses Modell eine starke Vereinfachung darstellt. So wird der Einfluss der Oberfläche auf einen einzigen Parameter,  $E_{\text{bind}}$ , heruntergebrochen. Weiterhin kommt es vor, dass das Adsorbat atomar gebunden ist, und sich erst  $n$  Adsorbatteilchen zu einem Molekül zusammenfügen müssen, um desorbieren zu können. Man spricht dann von Desorption  $n$ ten Grades. In diesem Fall gilt die Polanyi-Wigner-Gleichung [10, Glg. (5.49)]

$$j_n = -\frac{d\Theta}{dt} = f \Theta^n \exp\left(-\frac{E_{\text{bind}}}{k_B T}\right). \quad (2.5)$$

Im Allgemeinen können sowohl  $f$  als auch  $E_{\text{bind}}$  von  $\Theta$  abhängen.

Weiterhin wird auf eine quantenmechanische Untersuchung des Schwingungsverhaltens des Teilchens im Potentialtopf verzichtet. Die Verringerung der Bindungsenergie bei Mehrschichtadsorption wird ebenfalls nicht berücksichtigt. Trotzdem reicht Glg. (2.3) bereits aus, um im Folgenden einige Grundlagen der Vakuumtechnik erklären zu können.

Beispielsweise ist der Druck im statischen Fall, wie zu Anfang erwähnt, durch das Gleichgewicht zwischen Adsorption und Desorption bestimmt. Da die Desorptionsrate in Glg. (2.3) stark von der Temperatur abhängig ist, kann  $p_{\text{end}}$  durch Senkung der Kammertemperatur verringert werden. Umgekehrt kann eine Oberfläche von Adsorbaten gereinigt werden, indem man sie erwärmt. Abschnitt 2.3 beschäftigt sich näher mit der praktischen Vakuumherzeugung, unter anderem auf der Basis dieses Modells.



---

## 2.2 Dynamisches Vakuum und strahlinduzierte Desorption

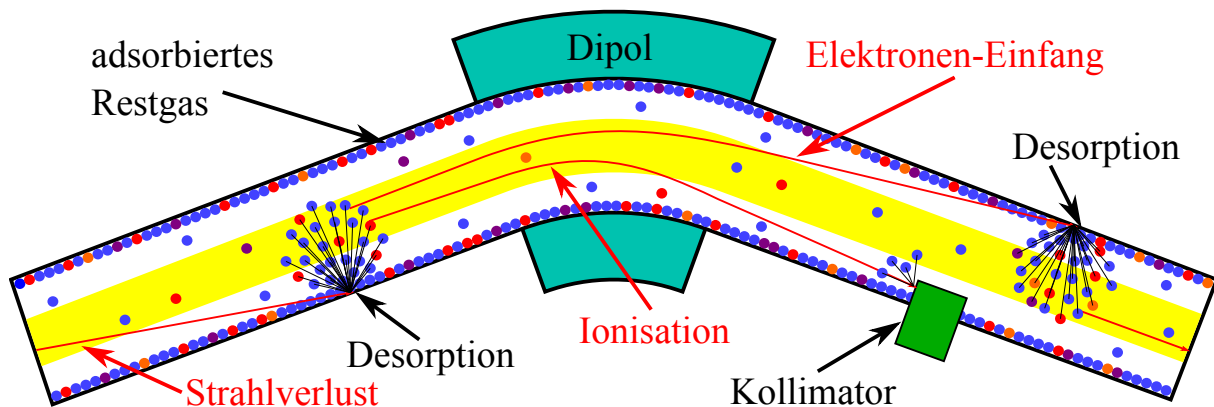
---

Beim Betrieb eines Schwerionenbeschleunigers, wie des SIS18 oder des SIS100, mit teilgeladenen Ionen sind neben dem oben beschriebenen statischen Vakuum auch dynamische, aus der Wechselwirkung zwischen Strahl und Restgas entstehende Effekte von Bedeutung. Desorption kann zum Beispiel nicht nur thermisch sondern auch durch den Einschlag eines (Strahl)Ions erzeugt werden. Der genaue Mechanismus hinter der strahlinduzierten Desorption ist noch nicht vollständig geklärt, es existieren jedoch einige Erklärungsansätze die im Folgenden vorgestellt werden. Allen diesen Modelle ist gemein, dass sie eine starke, negative Abhängigkeit der Desorptionsausbeute von der elektrischen, bzw. der damit verknüpften thermischen Leitfähigkeit des Targets (siehe Glg. (3.5) auf Seite 18) voraussagen [13].

Einer davon ist das *inelastische Thermal Spike Modell* [14]. Dieses beschreibt das Substrat als aus zwei miteinander gekoppelten Systemen bestehend: den Elektronen und den Gitterionen. Ein auftreffendes Strahlion deponiert seine kinetische Energie stark lokalisiert entlang seiner Flugbahn im elektronischen System. Die Deposition im nuklearen System wird vernachlässigt. Dies ist der namensgebende thermal Spike. Durch Elektron-Elektron- und Elektron-Kern-Wechselwirkungen kommt es zu einer Verteilung der Energie auf das elektronische und das nukleare System des Substrats und somit zu einer Erwärmung des umliegenden Gebietes. Diese wiederum führt nach Erreichen der Oberfläche zu thermischer Desorption [15, Kapitel 3.2.1]. Da in diesem Modell bei senkrechtem Einfall des Strahls nur der oberflächennah deponierte Anteil der Strahlenergie für die Desorption relevant ist, sagt es eine Skalierung der Desorptionsausbeute  $\eta$ , also der desorbierten Teilchen pro einschlagendem Strahlion, mit dem elektronischen Energieverlust des Ions an der Oberfläche voraus.

Bei ausreichend hoher deponierter Energie können die Gitteratome ionisiert werden. Die so beschleunigten Elektronen verlassen den Bereich der Ionenspur, was zum Aufbau eines elektrostatischen Potentials führt. Die Gitterionen werden in diesem Potential beschleunigt und können sogar ihre Gitterplätze verlassen: eine *Coulombexplosion* findet statt. Die dabei erzeugte Druckwelle kann bei Erreichen der Substratoberfläche zur Ablösung der an ihr adsorbierten Teilchen führen [15, Kapitel 3.2]. Ist die Elektronenmobilität im Substrat ausreichend hoch, kann die erzeugte Ladungsdichte schnell genug durch Migration von Elektronen in die Ionenspur ausgeglichen werden, um diesen Effekt zu unterdrücken. Er tritt daher verstärkt bei Isolatoren und nicht bei Metallen auf [16].

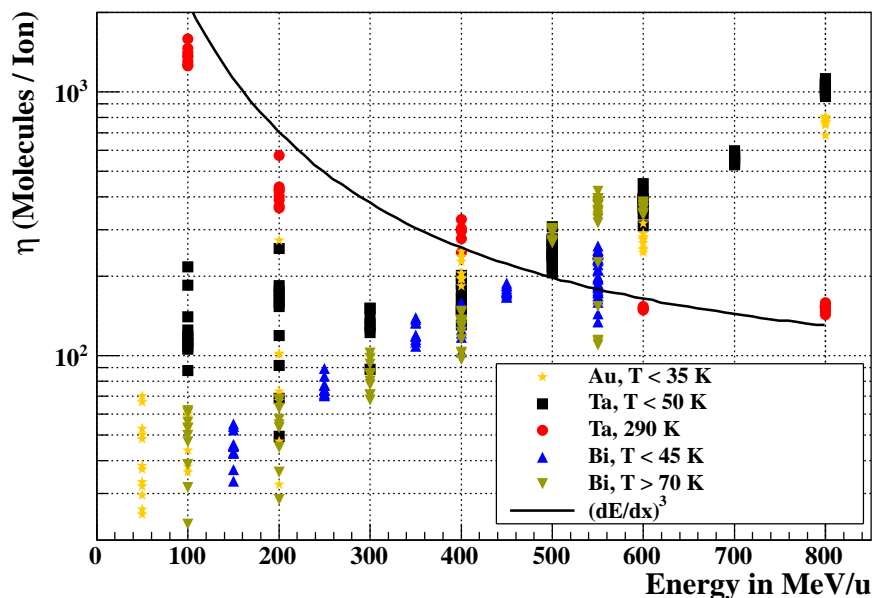
Ein weiteres Modell konzentriert sich auf die beim Durchgang des Strahlions durch Wechselwirkungen mit dem Substrat erzeugten Sekundärelektronen. Diese können ebenso die zur Desorption nötige Energie zur Oberfläche übertragen [17].



**Abbildung 2.1.:** Illustration eines selbstverstärkenden Desorptionsprozesses, der zu lawinenartigem Druckanstieg führen kann: Aus dem umlaufenden Strahl (gelb) findet ein initialer Verlust statt, der zu Desorption führt. Kollisionen von Strahlteilchen mit dem Desorbat führen zu Umladungen, welche aufgrund der daraus resultierenden Abweichungen von der Sollbahn und sukzessivem Verlust zu weiterer Desorption führen. Ein Umladungskollimator (grün dargestellt) ist eine Oberfläche mit niedriger Desorptionsrate, welche diesen Prozess abschwächt.  
Bildquelle: [18, Abb 2.1].

Unabhängig vom genauen Desorptionsmechanismus erzeugt ein (Schwerionen)Strahl, bedingt durch die unvermeidliche Verlustrate, stets eine dynamische Erhöhung des Drucks im Strahlrohr. Indirekt kommt dies zustande, indem Restgasteilchen ionisiert und durch das elektrische Feld des Strahls in Richtung der Wände beschleunigt werden. Gleichzeitig kann auch der Strahl selbst im Zuge des Beschleunigungsprozesses auf der Strahlrohrwand verlorengehen. Besteht der Strahl aus teilgeladenen Ionen, ist der Effekt besonders ausgeprägt, da diese im SIS18/100-Energiebereich einen erhöhten Wirkungsquerschnitt für Elektronenverlust bei Wechselwirkung mit Restgasteilchen haben[19, 20]. Die Verwendung von teilgeladenen Ionen ist jedoch zur Erreichung höchster Strahlintensitäten notwendig, da so die Limitierung der Intensität durch die Raumladung des Strahls erst bei höheren Teilchenzahlen zum Tragen kommt. Die umgeladenen Strahlteilchen folgen nicht mehr der Sollbahn und gehen auf der Kammerwand verloren, was durch Desorption zu einer lokalen Druckerhöhung führt. Wechselwirkungen zwischen dem freigewordenen Gas und dem Strahl können selbstverstärkend zu weiteren Umladungen und Strahlverlust führen, wie in Abb. 2.1 dargestellt. Dieser Effekt wurde erstmals an den Intersecting Storage Rings (ISR) am CERN beobachtet [21]. Seine Ausprägung hängt von der oben eingeführten Desorptionsausbeute  $\eta$  und den Umladungswirkungsquerschnitten ab. Daher versucht man, den unvermeidbaren Strahlverlust auf möglichst niedrig desorbierenden Oberflächen, sogenannten *Kollimatoren* oder *ion catchern*, stattfinden zu lassen. Eine solche Oberfläche ist ebenfalls in Abb. 2.1 eingezeichnet.

Ohne derartige Gegenmaßnahmen kann eine hohe initiale Strahlintensität zu einem rapiden Verlust des gesamten Strahls führen. Dieser Effekt ist umso problematischer je schwerer und niedriger geladen die beschleunigten Ionen sind [22, S. 24]. Er wirkt sich im SIS18 also besonders beim Betrieb mit  $U^{28+}$  aus. Durch umfangreiche Upgrademaßnahmen konnten die Verluste auf ein für den Hochstrombetrieb nutzbares Maß eingedämmt werden [4]. Ein Kollimationssystem ist auch für das SIS100 notwendig, musste aber aufgrund der veränderten Gegebenheiten wie höherer Strahlenergie und kryogener Magnete modifiziert werden (siehe Abschnitt 4.2). Insbesondere die kryogenen Oberflächen der Kollimatoren haben einen bedeutenden Einfluss, da hier die oben erwähnte Skalierung von  $\eta$  mit dem elektronischen, oberflächennahen Energieverlust des Strahls zwar bei Raumtemperaturmessungen, nicht jedoch bei kryogenem Substrat gefunden wurde (Abb. 2.2) [18]. Da die Performanz des SIS100 bei hohen Intensitäten stark von  $\eta$  abhängt, ist ein besseres Verständnis dieses Skalierungsverhaltens notwendig.



**Abbildung 2.2.:** Skalierung der Desorptionsausbeute bei kryogenem und warmem Substrat unter Bismut-, Gold- und Tantalbeschuss im Kryokollimatorteststand. Als Target diente der Prototyp für den SIS100 Kryokollimator aus Kupfer mit einer Goldbeschichtung. Ebenfalls eingezeichnet ist eine Vergleichskurve, die proportional zum elektronischen Oberflächenenergieverlust zur dritten Potenz ist. Zur Auswertung wurde die ideale Gasgleichung verwendet (vgl. Kapitel 6 auf Seite 53). Die Raumtemperaturmessungen folgen im Gegensatz zu den kryogenen Messungen dieser bekannten Skalierung.

Bildquelle: [18, Abb. 10.6].

---

Die beschriebenen Ergebnisse werden daher im Zuge dieser Arbeit überprüft und erweitert. Zusätzlich wurden Raumtemperaturmessungen an verschiedenen Materialien durchgeführt, um den Einfluss der Oberflächenrauigkeit und -beschichtung zu untersuchen. Ähnliche Messungen wurden bereits bei niedrigeren Energien durchgeführt und zeigten insbesondere bei der Bestrahlung einer CuO-Oberfläche niedrigere Desorptionsausbeuten als aufgrund der bisherigen Datenlage erwartet werden konnte [23].

---

## 2.3 Vakuumherzeugung in der Praxis

---

Wie bereits in Abschnitt 2.1 erwähnt, ist der statische Druck eines Vakuumsystems durch das Gleichgewicht aus Gaseintrag und Saugvermögen der Pumpen bestimmt. Um möglichst niedrige Drücke zu erzeugen, muss das Saugvermögen und der Leitwert zu den Pumpen maximiert, und der Gaseintrag minimiert werden. Bei der Beschreibung der Pumpen gilt es zunächst zwischen Förderpumpen und Sorptionspumpen zu unterscheiden.

*Förderpumpen* oder *Verdrängerpumpen* transportieren Gasteilchen entgegen des Druckgradienten aus der Vakuumkammer heraus. Um Drücke im UHV-Bereich zu erreichen, muss dieser Gradient stufenweise überwunden werden, da jeder Pumpentyp nur in einem bestimmten Druckbereich eingesetzt werden kann. Dies wird durch die Hintereinanderschaltung verschiedener Pumpentypen erreicht. Trotzdem kann ein Gasfluss entgegen der beabsichtigten Förderrichtung, die Rückströmung, nicht ganz verhindert werden. Daher können Förderpumpen nur ein bestimmtes maximales Druckverhältnis zwischen Einlass und Auslass, das *Kompressionsverhältnis*, erzeugen. Da der Pumpvorgang räumlich auf die Einlassöffnung begrenzt ist, ist neben den Leistungsparametern der Pumpe auch der Vakuumleitwert, über den sie an die Kammer angebunden ist, von Belang [11, Kapitel 4.1.4]. Aus diesem Grund lassen sich Druckmaxima an den Punkten mit maximalem Leitwert zwischen zwei Pumpen nicht vermeiden.

Die erste Stufe zwischen Atmosphärendruck und UHV stellt die *Vorpumpe* dar. Mit ihr werden Drücke im Feinvakuumbereich erzeugt. Dieses sogenannte Vorvakuum ist notwendig um die zweite Stufe, eine Turbomolekularpumpe (TMP), betreiben zu können. Es existieren zahlreiche Vorpumpentypen, die sich in zwei Kategorien einteilen lassen: ölgedichtete und trockene Pumpen. Bei ölgedichteten Pumpen, wie Drehschieberpumpen, ist darauf zu achten, dass kein Öl die Hauptpumpe und die Vakuumkammer kontaminiert. Dies kann durch Zeolithfallen zwischen Turbomolekularpumpe und Vorpumpe erreicht werden. Bei trockenen Pumpen wie Scrollpumpen ist dies nicht notwendig. Dafür können mit demselben konstruktiven Aufwand keine ähnlichen Kompressionsverhältnisse wie bei ölgedichteten Pumpen erreicht werden [11].

Eine *TMP* besteht aus einer abwechselnden Anordnung von stehenden und rotierenden turbinenartigen Schaufelblättern. Die Neigungswinkel der Schaufeln sind so gewählt, dass ein Gasteilchen beim Eintritt in die Pumpe im statistischen Mittel einen Impuls

---

in Förderrichtung der Pumpe erhält. Dieses Prinzip funktioniert umso besser, je schwerer das zu transportierende Gas ist. Die rotierenden Teile erreichen dabei Maximaldrehzahlen in der Größenordnung von 100.000 Umdrehungen pro Minute, was auch die Notwendigkeit eines Vorvakuums erklärt. Solch hohe Drehzahlen können bei Atmosphärendruck aufgrund der Luftreibung nicht erreicht werden. Bei einem plötzlich auftretendem, groben Leck kann die Pumpe außerdem durch die entstehende Reibungswärme beschädigt oder zerstört werden. Der Einsatzbereich von TMPs liegt zwischen 1 und  $10^{-11}$  mbar [11, Tab. 20.22].

*Sorptionspumpen* binden Gas auf einer Oberfläche ohne es aus der Kammer zu transportieren. Sie sind also nicht, wie Förderpumpen, durch ein Kompressionsverhältnis bezüglich eines Außendrucks, sondern durch die Gasmenge die auf ihrer Oberfläche gebunden werden kann, begrenzt. Ein weiterer Unterschied ist die Möglichkeit, deutlich größere Flächen als den Einlass einer Förderpumpe zum Pumpen zu verwenden. Dadurch lässt sich die Höhe der Druckmaxima zwischen den Pumpen deutlich verringern, [24, Kapitel 2.1.1]. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde neben den oben erwähnten Förderpumpen lediglich eine Kryopumpe verwendet (siehe Abschnitt 5.3). Trotzdem soll die NEG-Pumpe aufgrund ihrer Bedeutung für das SIS18-Upgradeprogramm und die Titansublimationspumpe als Beispiel für die praktische Anwendung der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Chemisorption erwähnt werden.

Die Temperaturabhängigkeit der Frenkelgleichung (2.3) auf Seite 6 lässt sich zur Konstruktion einer weiteren Pumpe, der *Kryopumpe* benutzen. Verringert man die Temperatur einer Oberfläche erhöht sich ihre Adsorptionsrate und es wird Gas bis zu einer Monolage Dicke adsorbiert. Senkt man die Temperatur weiter ab kommt es zu Kryokondensation, also einem tatsächlichen Phasenübergang des Gases, bei dem auch mehrere Monolagen Gas ausgefroren werden können. Die Temperatur ab der Kryokondensation einsetzt ist vom Umgebungsdruck abhängig. Trägt man diese Werte gegeneinander auf erhält man die gasspezifischen Dampfdruckkurven, die sich in der Literatur beispielsweise in [10, 11] finden lassen. Da die Schichtdicken hier nicht begrenzt sind, wird solange Gas kondensiert, bis der durch die zugehörige Dampfdruckkurve festgelegte Umgebungsdruck erreicht ist. Im Prinzip stellt jede ausreichend kalte Oberfläche, also auch der in Abschnitt 5.3 beschriebene kalte Targetaufbau, eine Kryopumpe dar. Dedizierte Kryopumpen werden in der Regel mit einer oberflächenvergrößernden Beschichtung, beispielsweise aus Aktivkohle oder Zeolith versehen.

*Titansublimationspumpen (TSP)* erzeugen eine chemisch reaktive Oberfläche, indem ein Titandraht durch elektrischen Strom so stark erhitzt wird, dass eine geringe Menge Titan sublimiert wird und sich an der Kammerwand niederschlägt. Die so entstandene Titanschicht ist nur in der Lage, eine sehr begrenzte Menge Gas zu binden. TSPs haben einen Arbeitsdruckbereich von  $10^{-5}$  bis  $10^{-12}$  mbar [11, Tab. 20.22]. Dabei ist ihr Einsatz im oberen Teil dieses Bereichs wenn möglich zu vermeiden, um zu häufiges „nachsublimieren“ zu umgehen.

---

Um eine ausgedehnte Fläche als Pumpe zu verwenden kann man die Vakuumkammer mit *Non evaporable Getter (NEG)* beschichten. Dieses Material chemisorbiert Gasteilchen und kann nach der Sättigung der Oberfläche durch Ausheizen reaktiviert werden. Dabei ist zu beachten, dass die Sorption nur teilweise reversibel ist, wodurch die Temperatur bei späteren Ausheizzyklen sukzessive werden muss [11, Kapitel 11.3.2]. Nach einer gewissen Anzahl Betriebszyklen bleibt nur die Erneuerung der Beschichtung. Aufgrund der Einsetzbarkeit als Flächenpumpe ist geplant, alle warmen Teile des SIS100 mit NEG zu beschichten. NEG wird im Druckbereich zwischen  $10^{-4}$  und  $10^{-12}$  mbar eingesetzt [11, Tab. 20.22].

Neben der geeigneten Auswahl und Anordnung der Pumpen gilt es auch, den Gaseintrag in das Vakuumsystem zu minimieren. Der erste Schritt dazu findet bereits bei der Konstruktion der Kammer selbst statt. Dabei ist darauf zu achten, nur vakuumgeeignete Materialien mit niedrigen Dampfdrücken bei der geplanten Betriebstemperatur zu verwenden. Außerdem sind Einschlüsse von Gastaschen mit niedrigem Vakuumleitwert zum restlichen Kammervolumen unbedingt zu vermeiden. Ist beispielsweise ein Sackloch für die Aufnahme einer Schraubverbindung vorgesehen, muss dieses unbedingt durch eine zusätzliche Bohrung „entlüftet“ werden. Das Volumen am Boden des Sacklochs könnte ansonsten lediglich durch das Gewinde ausgepumpt werden und würde langsam aber stetig Gas in die Kammer abgeben. Man spricht dann von einem virtuellen Leck, da eine Untersuchung der Restgaszusammensetzung auf ein Leck hindeuten würde, obwohl keines vorliegt [11, Kapitel 19.2.3.2]. Die Größe der Oberflächen in der Kammer ist auf ein Minimum zu beschränken um möglichst wenig ausgasende Fläche einzuführen. Weiterhin ist das Ausgasen der unvermeidbaren Oberflächen zu minimieren. Dies wird einerseits durch geeignete Reinigungsmaßnahmen, entweder maschinell im Ultraschallbad oder manuell, und sauberes Arbeiten beim Zusammenbau, andererseits durch das *Ausheizen* erreicht. Die Strategie dahinter ist, die Belegung der Oberflächen mit Adsorbaten zu verringern, indem durch Temperaturerhöhung die Flächendesorptionsrate (siehe Glg. (2.3) auf Seite 6) erhöht wird. Dadurch verschiebt sich das Gleichgewicht zwischen adsorbiertem und freiem Restgas in Richtung des freien Restgases. Der Kammerdruck erhöht sich und das desorbierte Gas kann von den Förderpumpen aus der Kammer entfernt werden. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Kammer möglichst gleichmäßig erwärmt wird, da sonst nicht die gewünschte Entfernung sondern lediglich eine Umlagerung des adsorbierten Restgases von den warmen zu den kalten Oberflächen stattfindet. Nach dem Abkühlen der Kammer ist durch geringere Belegungsichte die Ausgasrate der Oberflächen niedriger als vor dem Ausheizen. Das erste, besonders intensive Ausheizen nach der Herstellung einer Edelstahlkammer wird als *H<sub>2</sub>-armes Glühen* oder *vacuum firing* bezeichnet. Hierbei wird der bei der Produktion eingebrachte Wasserstoff ausgetrieben [11, Kapitel 17.3.2]. Ein Ausheizen kann keine Fehler bei der Materialwahl oder ein versehentliches Einbringen von Verunreinigungen kompensieren.



---

Muss die Kammer belüftet werden, empfiehlt es sich, insbesondere bei der Verwendung von NEG, diese mit trockenem Stickstoff statt mit Umgebungsluft zu fluten. Dadurch können die dabei in die Kammer eingeführten Verunreinigungen mit hohem Dampfdruck, wie Luftfeuchtigkeit, begrenzt werden. Auch TMPs sollten trocken belüftet werden [11, Kapitel 10.6.6]. Enthält die Kammer NEG, sollte anstelle des Stickstoffs auf ein Edelgas zurückgegriffen werden, um eine Sättigung des NEG zu vermeiden. Leichte Edelgase wie Helium sollten allerdings nicht verwendet werden, da diese einerseits schlecht von TMPs abgepumpt werden können, andererseits eine folgende Lecksuche mit Helium als Prozessgas unmöglich machen.

---

## 2.4 Druckmessung im Vakuum

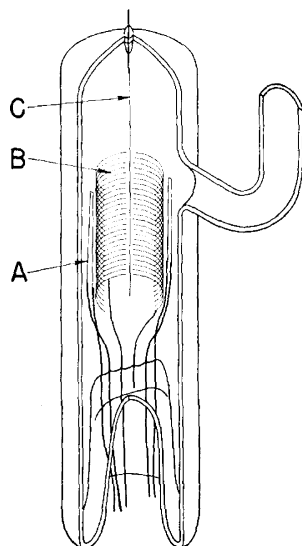
---

Neben der Erzeugung des Vakuums ist auch die möglichst genaue Messung des Drucks bzw. der Restgasdichte für diese Arbeit von Bedeutung. Bedenkt man, dass zwischen den angestrebten Drücken im Bereich von  $10^{-10}$  mbar und dem Atmosphärendruck 13 Größenordnungen liegen, kann man sich vorstellen, dass diese Spanne nicht von einem einzelnen Messgerätetyp abgedeckt werden kann. In diesem Abschnitt werden daher die für diese Arbeit relevanten Vakuummeter und ihre Arbeitsbereiche vorgestellt.

Vom Atmosphärendruck bis in den Feinvakuumbereich kann ein Wärmeleitungsvakuummeter nach *Pirani* eingesetzt werden [11, Kapitel 13.5]. Es besteht aus einem leitfähigen Draht, der zentral in einer zylinderförmigen Hülse eingespannt ist. Die Hülse ist offen, so dass das zu vermessende Gas mit dem Draht in Kontakt kommen kann. Wird der Draht elektrisch geheizt, ist seine Temperatur im statischen Fall durch das Gleichgewicht aus zugeführter Wärmeleistung mittels Joulescher Wärme und der abgeführten Wärmeleistung bestehend aus Wärmestrahlung, Wärmeleitung (sowohl über das Gas als auch über die Drahtaufhängung) und Konvektion bestimmt. Die Wärmeableitung über das Gas, sowohl über Wärmeleitung als auch über Konvektion, ist abhängig von dessen Dichte, und somit auch dem Druck. Die anderen Mechanismen sind druckunabhängig. In dem Druckbereich, in dem die Wärmeableitung über das Gas dominiert, kann man den Druck ermitteln, indem man entweder die Heizleistung misst, die notwendig ist um den Draht auf konstanter Temperatur zu halten, oder indem man eine konstante Heizleistung anlegt und die Temperatur misst.

Für niedrigere Druckbereiche werden Ionisationsvakuummeter mit glühender Kathode nach *Bayard-Alpert* und in *Extraktor*-Bauweise verwendet. Beide beruhen auf dem Prinzip der Restgasionisation: Aus einer Glühkathode emittierte Elektronen werden in Richtung einer Anode beschleunigt. Auf dem Weg dorthin können sie Restgasteilchen ionisieren, welche zu einer Kathode, dem Kollektor, beschleunigt werden, dessen Potential unter dem der Anode liegt. Der Ionenstrom der dadurch vom Kollektor abgegriffen werden kann gibt Aufschluss über den Druck, da er, unter der Annahme konstanter Umgebungstemperatur, von der Restgasteilchendichte und somit vom Druck abhängig

ist. Beim Auftreffen der Elektronen auf die Anode wird zusätzlich Bremsstrahlung erzeugt, welche wieder den Kollektor treffen kann. Durch den Photoeffekt können weitere Elektronen aus dem Kollektor entfernt werden, was eine zusätzliche Stromkomponente erzeugt. Der diesem Untergrundstrom zugeordnete Druck bestimmt das untere Ende des messbaren Druckbereichs, das sogenannte Röntgenlimit. Die Bauform nach Bayard und Alpert (siehe Abb. 2.3) stellt einen ersten Schritt zur Minimierung der Bremsstrahlungsexposition des Kollektors dar [25]. Noch niedrigere Drücke können mit der Extraktorbauform gemessen werden. Hier ist der Kollektor in einer noch stärker vor den Röntgenphotonen abgeschirmten Vertiefung untergebracht, die aber von den Restgasationen nach Passieren der sogenannten Extraktionselektrode erreicht werden. Die Beschränkung des nutzbaren Druckbereichs nach oben kommt durch die Glühkathode zustande. Diese brennt bei Betrieb unter zu hohem Druck durch. Die Bauform nach Bayard-Alpert kann Drücke von ca.  $10^{-2} - 10^{-10}$  mbar messen, Extraktoren sind bis ca.  $10^{-12}$  mbar einsetzbar [11, Tab. 20.25].



**Abbildung 2.3.:** Glühkathoden-Ionisationsvakuummeter nach Bayard und Alpert. Zu sehen sind die Glühkathode (A), die Anode (B) und der Kollektor (C)  
Bildquelle: [25] mit freundlicher Genehmigung von AIP Publishing LLC (Lizenznummer 3956560781924).

Sowohl Pirani als auch Glühkathodenionisationsvakuummeter sorgen für einen Wärmeeintrag in die Vakuumkammer, der bei der Auslegung eines eventuellen Kryosystems beachtet werden muss. Außerdem hängen der gemessene Strom und die daraus errechnete Dichte, bzw. der unter Annahme einer Temperatur errechnete Druck vom Ionisationsquerschnitt des Gases ab. Die kommerziell erhältlichen Messröhrencontroller haben typischerweise die Ionisationsquerschnitte für  $N_2$ -Gas einprogrammiert. Weicht die Restgaszusammensetzung von dieser Annahme ab und ist hinreichend genau bekannt, ist für Präzisionsmessungen eine Korrektur dieses sogenannten  $N_2$ -Äquivalents durchzuführen.



---

### 3 Kryophysikalische Grundlagen

---

Wie im vorigen Kapitel erwähnt, hat die Temperatur entscheidenden Einfluss auf die vakuumphysikalischen Eigenschaften eines Systems. Die supraleitenden Magnete im SIS100 bedingen kalte Kammerwände und Kollimatoren, darum ist dieser Aspekt hier von besonderer Bedeutung und muss in das Experiment einfließen. Um dem Rechnung zu tragen, befasst sich dieses Kapitel mit der Erzeugung und Messung niedriger Temperaturen und deren Einfluss auf hier relevante Materialeigenschaften. Auch hier wird vorrangig auf die für das Thema dieser Arbeit unmittelbar bedeutsamen Aspekte eingegangen.

Ähnlich dem in Abschnitt 2.1 eingeführten Enddruck  $p_{\text{end}}$  ist auch die minimal erreichbare Temperatur  $T_{\text{min}}$  durch eine Gleichgewichtsbedingung gegeben: Bei einer stabilen Temperatur sind Wärmeeintrag und Kühlleistung gleich. Die folgenden Abschnitte gehen daher sowohl auf die Minimierung des Wärmeeintrags (Abschnitt 3.1), als auch auf die Beschreibung des in dieser Arbeit für die Kühlung verwendeten Gifford-McMahon-Prozesses (Abschnitt 3.2) ein. Besonderes Gewicht wird auf dessen Vor- und Nachteile gegenüber der Flüssiggaskühlung gelegt.

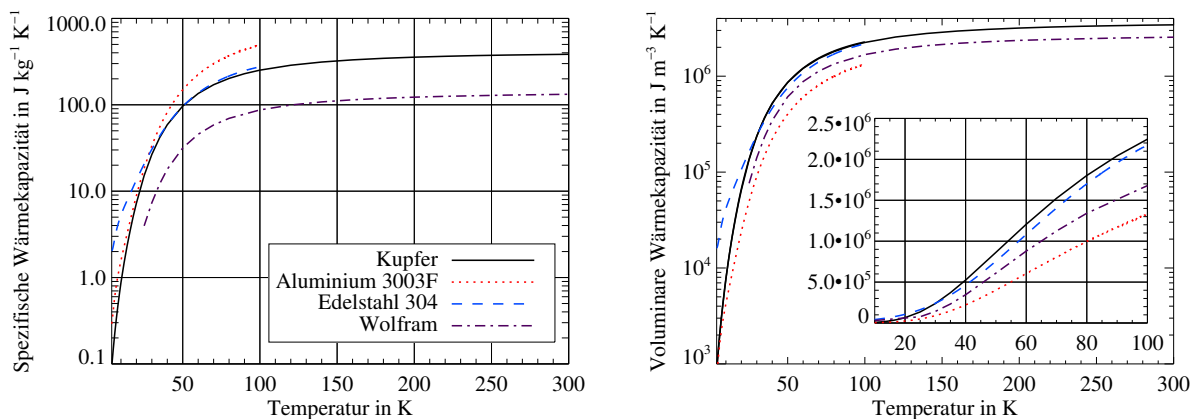
Bleibt man bei der energetischen Sichtweise, bietet sich hier die Einführung der *spezifischen Wärmekapazität*  $c_m$  an. Sie ist definiert als

$$c_m = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT}, \quad (3.1)$$

also die Wärme  $Q$ , die benötigt wird um die Temperatur  $T$  eines Kilogramms eines Materials um ein Kelvin zu erhöhen. Dabei ist  $c_m$  selbst von der Temperatur abhängig. Um bei einem festen Energieeintrag, beispielsweise einem Strahleinschlag, eine erwärmungsbedingte Desorption des Materials zu minimieren, ist eine möglichst hohe Wärmekapazität auch bei niedrigen Temperaturen nötig. Da Volumen und Geometrie des Kollimators in engen Grenzen festgelegt sind, ist hier allerdings die *voluminare Wärmekapazität*

$$c_{\text{vol}} = \frac{1}{V} \frac{dQ}{dT} \quad \text{mit} \quad c_{\text{vol}} = c_m \cdot \rho \quad (3.2)$$

zu betrachten.  $\rho$  ist dabei die Dichte des Materials. Abb. 3.1 auf der nächsten Seite stellt beide Werte in Abhängigkeit der Temperatur für einige denkbare Kollimatormaterialien dar. Hier zeigt sich, dass Kupfer im interessanten Temperaturbereich um 80 K, bei dem der Kollimator betrieben werden soll [18, S. 119], den anderen Materialien überlegen ist, obwohl seine spezifische Wärmekapazität stets unterhalb der von Aluminium liegt. Des Weiteren erkennt man ein Abfallen der Wärmekapazitäten mit sinkender Temperatur, was sich sowohl beim Abkühl- als auch beim Aufwärmvorgang bemerkbar macht.



**Abbildung 3.1.:** Spezifische (links) und voluminare Wärmekapazitäten (rechts) einiger denkbarer Kollimatormaterialien. Die Legende gilt für beide Abbildungen. Zur besseren Veranschaulichung wurde der für den SIS100-Kollimator interessante Bereich in der rechten Abbildung nochmals mit linearer Skalierung dargestellt.  
Datenquellen: Kupfer und Wolfram [26], Aluminium [27, 28], Edelstahl [27, 29].

Aufgrund der niedrigeren Wärmekapazität muss weniger Wärme ab- bzw. zugeführt werden um eine bestimmte Temperaturänderung zu verursachen. Die Abkühl-/Aufheizgeschwindigkeit ist daher höher als bei Raumtemperatur.

### 3.1 Minimierung des Wärmeeintrags

Zur Minimierung von  $T_{\min}$  bei gegebenem Wärmeabfluss muss der Wärmeeintrag in das System möglichst klein gehalten werden. Dieser setzt sich aus drei Anteilen zusammen: Konvektion, Konduktion und Strahlung.

Bei der *Konvektion* wird Wärme mitsamt ihrem Medium übertragen. Ein Beispiel hierfür ist aufsteigende, heiße Luft von einer warmen Oberfläche. Dazu ist eine gewisse Mobilität des Mediums vonnöten, die bei Festkörpern nicht gegeben ist. Auch im Vakuum findet Konvektion mangels Medium nur in vernachlässigbarem Maße statt. Aus diesem Grund werden Kryosysteme oftmals in einem evakuierten Behälter, einem sogenannten *Kryostaten* betrieben. Dieser soll neben Konvektion auch Konduktion und Strahlung unterdrücken. Der in Abschnitt 5.3 beschriebene Vakuumaufbau erfüllt ebenfalls die Funktion eines Kryostaten.

Wärmeleitung oder *Konduktion* bezeichnet die Übertragung von Wärme als Wärmestromdichte  $\vec{q}$  durch ein stillstehendes Medium. Der einfachste Fall, die Wärmeströmung durch ein homogenes Medium, wird durch die Fouriergleichung

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \nabla T \quad (3.3)$$

beschrieben [30, Glg. (2.2)]. Dabei ist die Proportionalitätskonstante  $\lambda$  die materialabhängige Wärmeleitfähigkeit und  $T$  das Temperaturfeld. Im Falle eines anisotropen Mediums, beispielsweise eines Saphirkristalls, muss die skalare Leitfähigkeit durch den Leitfähigkeitstensor  $\hat{\lambda}$  ersetzt werden. Glg. (3.3) besitzt dieselbe Struktur wie das mikroskopische Ohmsche Gesetz

$$\vec{j} = -\sigma \cdot \nabla \phi \quad (3.4)$$

mit der elektrischen Stromdichte  $\vec{j}$ , der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  und dem elektrischen Potential  $\phi$ . Viele thermodynamische Systeme lassen sich analog zu elektrischen Schaltungen beschreiben, da ihre Eigenschaften letztendlich auf Glg. (3.4) beruhen. Tab. 3.1 fasst einige dieser äquivalenten Größen zusammen.

Die Betrachtung der Reihen- und Serienschaltung von Widerständen ist dabei insbesondere für das Verständnis der Kryostatenkonstruktion von Vorteil. Dieser soll den kryogenen Teil mit der Temperatur  $T_{\min}$  mit der Umgebung, einem Wärmebad mit  $T_{\text{Raum}}$ , verbinden und gleichzeitig den Wärmestrom  $\vec{Q}$  zwischen beiden minimieren. Hat man ein Element mit besonders hohem thermischem Widerstand  $R_{\max}$  so eingebaut, dass es die einzige Verbindung zwischen  $T_{\min}$  und  $T_{\text{Raum}}$  darstellt, ist der Rest des Kryostaten mit diesem Element in Reihe geschaltet. Der Gesamtwiderstand wird dann von  $R_{\max}$  dominiert. Für diesen Zweck werden zum Beispiel Stangen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) verwendet, da sie eine sehr niedrige thermische Leitfähigkeit besitzen.

Thermodynamik		Elektrodynamik	
Wärme	$Q$	$Q$	Ladung
Wärmestrom	$\vec{Q}$	$\vec{Q} = \vec{I}$	elektr. Strom
Wärmestromdichte	$\vec{Q}/A = \vec{q}$	$\vec{I}/A = \vec{j}$	elektr. Stromdichte
Temperatur	$T$	$\phi$	elektr. Potential
Wärmeleitfähigkeit	$\lambda$	$\sigma$	elektr. Leitfähigkeit
Widerstand eines Drahtes	$R = l/(\lambda A)$	$R = l/(\sigma A)$	Widerstand eines Drahtes

**Tabelle 3.1.:** Einige analoge Größen aus Thermodynamik und Elektrodynamik. Ersetzt man in einer Gleichung alle Größen durch ihr Analogon bleibt die Gleichung gültig, obwohl sie einen anderen Sachverhalt beschreibt. Der Draht in der sechsten Zeile hat die Querschnittsfläche  $A$  und die Länge  $l$ .

Kommt es dagegen zu einer Überbrückung dieses Elements, beispielsweise durch ein Stück thermisch gut leitfähigen Drahtes, stellt dies eine Parallelschaltung dar. Ihr Widerstand wird durch das Element mit dem kleinsten Widerstand, dem erwähnten Draht, dominiert. Das  $R_{\max}$ -Element ist dann bedeutungslos. Ein solcher thermischer Kurzschluss muss daher unbedingt vermieden werden.

Neben dem Materialwiderstand treten beim Verbinden zweier Elemente sowohl im thermischen als auch im elektrodynamischen Fall Kontaktwiderstände auf. Diese kommen durch den aufgrund der Oberflächenrauigkeiten unvollständigen Kontakt der zu verbindenden Bauteile zustande. Sie sind als mit dem Materialwiderstand in Reihe geschaltet zu verstehen. Ein hoher Anpressdruck, sowie ein Wärmeleitmittel wie beispielsweise Indiumfolie, können den Kontakt verbessern. Insbesondere Temperatursensoren müssen besonders gut angebunden werden, um verlässliche Messungen zu gewährleisten. Sind die Kontaktwiderstände nicht vernachlässigbar, stellen sie eine Schwierigkeit bei der Berechnung des thermischen Verhaltens des Systems dar.

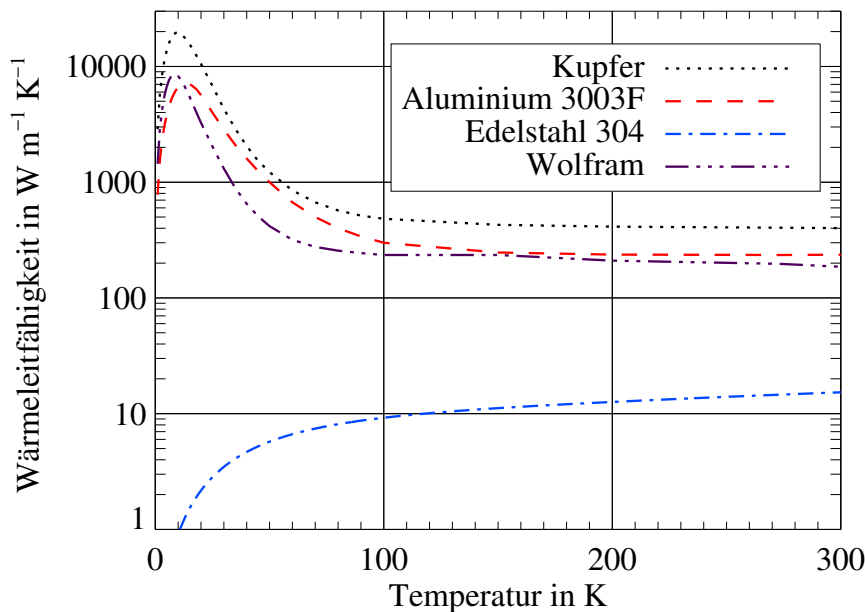
Eine weitere Komplikation stellt die Temperaturabhängigkeit von  $\lambda$  dar. In Abb. 3.2 auf der nächsten Seite ist diese Abhängigkeit für einige ausgewählte Materialien dargestellt. Für Metalle existiert in Form des Wiedemann-Franz-Gesetzes [31, S. 904]

$$\frac{\lambda}{\sigma} = LT \quad \text{mit} \quad L = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 = 2,44 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}\Omega}{\text{K}^2} \quad (3.5)$$

eine Faustregel, um die einfacher messbare elektrische Leitfähigkeit mit  $\lambda$  über die Lorenzzahl  $L$  in Bezug zu setzen. Dabei ist  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $e$  die Elektronenladung. Es sagt insbesondere aus, dass das Verhältnis zwischen elektrischer und thermischer Leitfähigkeit bei gleicher Temperatur materialunabhängig ist [32]. Trotzdem ist die Voraussage des Verhaltens von Systemen mit größerer Temperaturvarianz kaum ohne eine computergestützte Finite Elemente Methode (FEM) Simulation, beispielsweise mit ANSYS oder Code\_Aster, zu bewältigen. Der Gültigkeitsbereich des Wiedemann-Franz-Gesetzes ist Gegenstand aktueller Forschung im Bereich der Materialwissenschaften [33].

Die Wärmeleitung stellt, wenn man sicherstellt dass kein thermischer Kurzschluss zwischen dem zu kühlenden Objekt und wärmeren Bereichen des Kryostaten auftritt, ebenfalls kein großes Problem dar. Notwendige Verbindungen wie Kabel sollten möglichst dünn und lang sein. Eventuell bietet sich auch eine thermische Ankerung an, also eine Verbindung des Kabels mit einem Abschnitt auf einer Zwischentemperatur, um diesen anstelle des zu kühlenden Objekts mit dem Wärmeeintrag zu belasten.

Im Gegensatz zu Konvektion und Konduktion findet die *Wärmestrahlung* über elektromagnetische Wellen statt. Jeder Körper mit Ausnahme der dunklen Materie emittiert permanent Energie in Form von Strahlung. Ihr Spektrum hängt von der Temperatur ab, weswegen man diese über die Strahlungscharakteristik bestimmen kann. Je heißer ein



**Abbildung 3.2.:** Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit für einige denkbare Kollimatormaterialien.

Datenquellen: Kupfer, Aluminium und Wolfram [34], Edelstahl [29].

Körper ist, desto mehr verschiebt sich das Maximum des von ihm abgestrahlten Spektrums zu kürzeren Wellenlängen. So kann man beispielsweise auch mit dem bloßen Auge anhand der Farbe die Temperatur eines glühenden Stückes Metall abschätzen.

Die den Wärmeeintrag durch Strahlung bestimmende Gleichung ist das Stephan-Boltzmann-Gesetz

$$P = \sigma_{\text{SB}} \varepsilon A T^4 \quad \text{mit} \quad \sigma_{\text{SB}} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}. \quad (3.6)$$

Hier ist die Strahlungsleistung  $P$  in Abhängigkeit von der Stephan-Boltzmann-Konstante  $\sigma_{\text{SB}}$  und der abstrahlenden Fläche  $A$  mit der Temperatur  $T$  dargestellt. Dieses Gesetz wurde ursprünglich für einen idealen schwarzen Körper<sup>1</sup> entwickelt, weswegen der zusätzliche Parameter  $\varepsilon$  die Abweichung des Materials von diesem Zustand angibt. Er liegt zwischen 0 für einen idealen Reflektor und 1 für einen idealen schwarzen Körper.

Um den Wärmeeintrag durch Strahlung zu verringern, bietet sich als Erstes an,  $\varepsilon$  durch Oberflächenbehandlungen wie polieren abzusenken. Ein weiterer Schritt ist, das zu kühlende Objekt geometrisch mittels eines thermischen Schildes, der auf einer Zwischentemperatur gehalten wird, von der Wärmestrahlung abzuschirmen. Dieser kann somit zugleich für die oben erwähnte thermische Ankerung verwendet werden. Er soll

<sup>1</sup> Ein Körper, der einfallende elektromagnetische Wellen vollständig absorbiert.

möglichst viel Strahlung aufnehmen und die Wärme abführen. Damit er nicht selbst in gleichem Maße Wärmestrahlung abgibt, bietet sich neben der Kühlung auch hier eine Oberflächenbehandlung an. So wird beispielsweise bei einer Kühlung mit flüssigem Helium der thermische Schild oft mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um den Verbrauch des teuren Flüssigheliums zu minimieren. Aufgrund der  $T^4$ -Abhängigkeit von Glg. (3.6) auf der vorherigen Seite lässt sich der Wärmeeintrag so deutlich senken. Nimmt man  $T_{\text{Raum}} = 300\text{ K}$ ,  $T_{\text{N}} = 77\text{ K}$  und  $T_{\text{He}} = 4\text{ K}$  zeigt eine Beispielrechnung die Effektivität des thermischen Schildes. Der effektive radiative Wärmeeintrag setzt sich aus der Differenz zwischen abgestrahlter Leistung  $P_{\text{out}}$  und absorbierte Leistung  $P_{\text{in}}$  zusammen. Nimmt man isotrope Strahlungsverhältnisse und schwarze Körper an, gilt  $A_{\text{in}} = A_{\text{out}} = A$ . Mit Glg. (3.6) auf der vorherigen Seite ergibt sich

$$\Delta P = P_{\text{in}} - P_{\text{out}} = \epsilon \sigma A (T_{\text{in}}^4 - T_{\text{out}}^4). \quad (3.7)$$

Setzt man  $T_{\text{out}} = T_{\text{He}}$  ergibt sich zwischen der Rechnung mit dem mit Flüssigstickstoff gekühlten Schild ( $T_{\text{in}} = T_{\text{N}}$ ) und der ohne Schild ( $T_{\text{in}} = T_{\text{Raum}}$ ) ein um den Faktor 230 verringertes  $\Delta P$ .

Als Alternative zum Kühlen mit verflüssigten Gasen lässt sich auch ein sogenannter Kaltkopf verwenden. In zweistufiger Ausführung kann dieser gleichzeitig einen thermischen Schild kühlen.

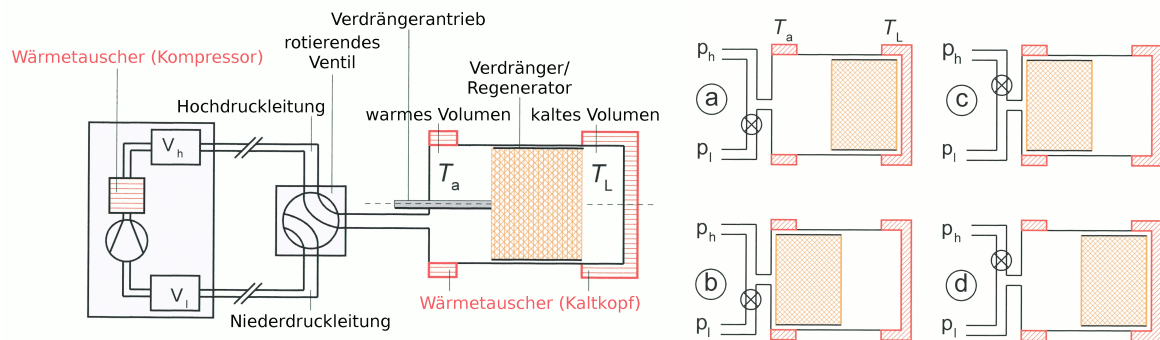
---

### 3.2 Wärmeabfluss

---

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde die Kühlung anstatt mit Flüssiggas durch einen *Kaltkopf*, oft auch als *Cryocooler* bezeichnet, bewerkstelligt. Dieser funktioniert nach dem Prinzip einer Wärmepumpe mit geschlossenem Kühlmittelkreislauf. Das Kühlmittel, in diesem Fall Helium, wird in einem Kompressor komprimiert und erhitzt sich dabei. Die entstandene Wärme wird abgeführt. Das nun unter hohem Druck stehende Helium wird zum kalten Teil der Wärmepumpe geleitet und dort entspannt, wobei seine Temperatur sinkt. Der Kühlzyklus wird durch die Rückführung des entspannten Gases in den Kompressor und dessen abermalige Kompression vervollständigt. Eine Übersicht zu den verschiedenen Varianten, in denen sich eine solche Wärmepumpe technisch realisieren lässt, findet sich in [35].

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Kaltkopf bedient sich des *Gifford-McMahon*- bzw. *GM-Prozesses*. Der linke Abschnitt von Abb. 3.3 auf der nächsten Seite zeigt seinen typischen Aufbau. Dabei ist der Kompressor, als separates Gerät ausgeführt, durch getrennte Hoch- und Niederdruckleitungen an den Kaltkopf angeschlossen. Ein Ventilpaar, üblicherweise zu einem rotierenden Ventil kombiniert, verbindet nach Bedarf eine der beiden Leitungen mit dem Kaltkopf. Dessen Inneres besteht aus dem warmen Volumen, einem kombinierten Regenerator/Verdränger sowie dem kalten Volumen. Wird der Verdränger bewegt, strömt Gas durch den Regenerator vom einen ins andere Volumen. Der



**Abbildung 3.3.:** Schematische Darstellung eines GM-Kühleraufbaus (links) und des GM-Prozesses (rechts). Die Wärmetauscher, die den thermischen Kontakt zur zu kühlenden Fläche bzw. der Umgebung herstellen, sind rot dargestellt. Ein Kreis mit Kreuz steht für ein geschlossenes Ventil.  $V_h$  ist das unter hohem Druck  $p_h$ ,  $V_l$  das unter niedrigem Druck  $p_l$  stehende Volumen.  $T_a$  bezeichnet die Außentemperatur,  $T_L$  die Temperatur am kalten Ende.

Bildquellen: Linke Abbildung [36], Rechte Abbildung [37]

Regenerator stellt einen thermischen Speicher dar, der mit dem ihn durchfließenden Gastrom Wärmeenergie austauscht.

Der Prozess selbst ist in Abb. 3.3 rechts dargestellt. In Zustand (a) ist das Kaltkopfinnerre mit der Hochdruckseite des Kompressors verbunden. Es ist mit Helium unter hohem Druck bei Zimmertemperatur geflutet. Der Verdränger ist dabei so positioniert, dass das kalte Volumen minimiert wird. Das Gas wird nun mit Hilfe des Verdrängers auf die kalte Seite bewegt. Dabei durchströmt es den noch vom vorigen Zyklus kalten Regenerator. Im dadurch erzeugten Zustand (b) ist das kalte Volumen maximiert und mit unter hohem Druck stehenden, vorgekühltem Gas gefüllt. Durch Schließen des Hochdruckventils und Öffnen des Niederdruckventils entspannt sich das Gas und kühlt ab. Dabei nimmt es Wärme aus dem kalten Volumen auf und fließt durch den Regenerator, der dadurch weiter gekühlt wird, in Richtung Kompressor. Die dorthin transportierte thermische Energie wird dem System über einen Wärmetauscher entzogen. Zustand (c) ist erreicht. Nun wird durch den Verdränger das kalte Volumen minimiert, das dabei transportierte Gas kühlt den Regenerator weiter. Dies ist Zustand (d). Schließt man das Niederdruckventil und öffnet das Hochdruckventil erreicht man wieder Zustand (a) wodurch der Zyklus vollendet wird. Durch Anschluss eines zweiten, mit dem Ersten synchronisierten Verdrängers an das kalte Volumen erhält man einen mehrstufigen Kaltkopf. Dieser kann noch tiefere Temperaturen erreichen als ein einstufiger Kaltkopf und bietet außerdem eine Anschlussmöglichkeit für einen thermischen Schild (siehe Abschnitt 3.1).



---

Im Gegensatz dazu wird bei der Flüssiggaskühlung ein verflüssigtes Gas, in der Regel Stickstoff oder Helium, in Kontakt mit der zu kühlenden Oberfläche gebracht. Ist ihre Temperatur höher als die Siedetemperatur des Gases, gibt sie Wärmeenergie an das Flüssiggas ab. Dieses wird gasförmig und entweicht über einen dafür vorgesehen Auslass. Die minimal erreichbare Temperatur wird dabei durch die Siedetemperatur des Kühlmittels, dessen Ergiebigkeit durch seine Verdampfungswärme, sowie seine spezifische Wärmekapazität bestimmt.

Die Vorteile der Kühlung mittels eines Kaltkopfes ergeben sich aus der Verwendung eines geschlossenen Kühlmittelkreislaufs:

- Die Dauer des Experiments ist nicht durch die Größe des Vorratsbehälter für das verwendete Flüssiggas beschränkt. Es kommt nicht zu Temperaturschwankungen und Unterbrechungen aufgrund eines Wiederbefüllens.
- Bei der Lagerung von Flüssiggasen in geschlossenen Räumen sind aufgrund der Erstickungsgefahr beim versehentlichen Austritt größerer Gasmengen besondere Sicherheitsmaßnahmen zu treffen. Geht beispielsweise Stickstoff vom flüssigen in den gasförmigen Aggregatzustand über, vergrößert sich das eingenommene Volumen auf das ca. 700-fache. Die im Kaltkopf enthaltene Gasmenge ist unbedenklich, wodurch diese Komplikationen entfallen.
- Um die Kühleffizienz bei der Flüssiggaskühlung zu maximieren, müssen technische Maßnahmen getroffen werden, die die durchfließende Kühlmittelmenge so regulieren, dass möglichst nur gasförmiges Kühlmittel aus dem Auslass austritt. Dies ist beim Kaltkopf nicht nötig.
- Die Betriebskosten sind niedriger, da die Kosten der Gasverflüssigung entfallen. Insbesondere im Vergleich zur Kühlung mit flüssigem Helium, welches verhältnismäßig teuer ist und eine niedrige Verdampfungswärme und spezifische Wärmekapazität aufweist, ist dies von Bedeutung.

Ein Nachteil des Kaltkopfsystems ist seine Empfindlichkeit gegenüber Erhitzung. Um ein Verformen der in ihm verbauten Dichtungen, typischerweise aus Indium, zu vermeiden, ist die maximale Ausheiztemperatur beschränkt. Weiterhin ist aufgrund der technischen Komplexität und der beweglichen Teile eine regelmäßige Wartung erforderlich. Ebenso erzeugt die Mechanik Erschütterungen, die bei der Flüssiggaskühlung nicht entstehen. Auch der Anschaffungspreis ist recht hoch.  $T_{\min}$  ist zwar sowohl bei Kaltköpfen als auch bei der Flüssiggaskühlung durch die Siedetemperatur des Kühlmittels (bei Helium: 4,2 K) gegeben, jedoch kann ein Flüssiggassystem eine deutlich größere Wärmeleistung abführen, da die oben erwähnte Durchflussregelung in gewissem Umfang eine Einstellung der ihr entgegengesetzten Kühlleistung ermöglicht. Bei realen Wärmelasten können so niedrigere Temperaturen erreicht, bzw. temporäre Wärmelastspitzen abgefangen, werden. Genauso kann durch eine erhöhte Durchflussrate der Abkühlprozess beschleunigt werden. Ein Kaltkopf ist hingegen nicht regelbar.



---

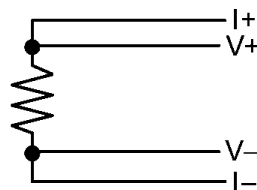
### 3.3 Temperaturmessung

---

Neben der Erzeugung stellt auch die Messung tiefer Temperaturen eine Aufgabe der Kryophysik dar. Diese muss möglichst präzise erfolgen, was, außer bei der Verwendung von berührungslosen Messverfahren, einen guten thermischen Kontakt zwischen Temperatursensor und Messobjekt voraussetzt. Die Wärmekapazität des Sensors sollte möglichst gering sein, damit er Temperaturveränderungen des Messobjektes verzögerungsarm folgen kann. Gleichzeitig soll der Messvorgang die Temperatur nicht beeinflussen. Insbesondere ein Wärmeeintrag ist zu vermeiden, da dieser  $T_{\min}$  erhöhen würde (siehe Abschnitt 3.1). Aus diesem Grund sind die Kabel zwischen Sensor und Messgerät in der Regel lang und dünn ausgeführt. Bei ihrer Verlegung muss sorgfältig auf die Vermeidung eines thermischen Kurzschlusses geachtet werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten *Cernox*sensoren bestehen aus einem Saphirsubstrat in das eine elektrische Leiterbahn mit temperaturabhängigem Widerstand eingearbeitet ist. Saphir stellt einen Kompromiss aus elektrischer Isolation und guter thermischer Leitfähigkeit dar. Dem gemessenen Sensorwiderstand kann mittels einer mitgelieferte Kalibrierkurve eine Temperatur zugeordnet werden.

Für den Anschluss eines solchen Widerstandsthermosensors wird die Vierleiteranordnung empfohlen [38]. Dabei werden an dessen Anschlüsse je zwei Drähte, wie in Abb. 3.4 dargestellt, angelötet. Durch die Trennung von Stromversorgung und Spannungsmessung wird sichergestellt, dass nur der Spannungsabfall über den Widerstand gemessen wird. Durch die Kabel zum Spannungsmessgerät fließt aufgrund dessen sehr hohen Widerstandes nur ein vernachlässigbar kleiner Strom. Dementsprechend fallen in der Masche, die den Widerstand und das Spannungsmessgerät enthält, an eben diesen beiden Bauteilen fast die gesamten Spannungen ab. Die Größe des Widerstandes lässt sich daher mit hoher Genauigkeit aus der so gemessenen Stromstärke und Spannung bestimmen.



**Abbildung 3.4.:** Darstellung einer Vierleiteranordnung zur Widerstands- bzw. Temperaturmessung. Durch den Temperatursensor fließt über die mit I bezeichneten Drähte ein Strom mit bekannter Stromstärke. Die Messung des Spannungsabfalls über den Widerstand erfolgt über die mit V bezeichneten Leiter.

Bildquelle: [38, Kapitel 3.3.2.5].

---

## 4 Der FAIR-Komplex

---

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der derzeit am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) bestehenden, sowie der zukünftigen, noch leistungsfähigeren Beschleunigeranlage des FAIR-Komplexes. Im Hinblick auf das Thema dieser Arbeit erfüllt dies einen doppelten Zweck. Einerseits wird, ausgehend vom SIS18-Upgradeprogramm [4], die Bedeutung illustriert, die der Eindämmung dynamischer Vakuumeffekte auf den Betrieb des SIS18 zukommt. Ähnliche Maßnahmen wurden für das SIS100 bereits in der Planungsphase vorgesehen. Zu ihrer Realisierung sollen die im Rahmen dieser Arbeit angestellten Untersuchungen einen Beitrag leisten, weswegen beide hier zu behandeln sind. Zum Zweiten wurden die im Folgenden beschriebenen Experimente an der Beschleunigeranlage der GSI durchgeführt. Die Beschreibung findet in der Durchlauftrichtung des Strahls von den Quellen bis in das SIS100 statt. Abb. 4.1 auf der nächsten Seite dient zur räumlichen Einordnung der erwähnten Beschleunigerabschnitte.

Eine vollständigere Einführung in die Beschleunigerphysik findet sich beispielsweise in [40, 41, 42], weitere Informationen zur geplanten Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)-Beschleunigeranlage können [39, 43] entnommen werden.

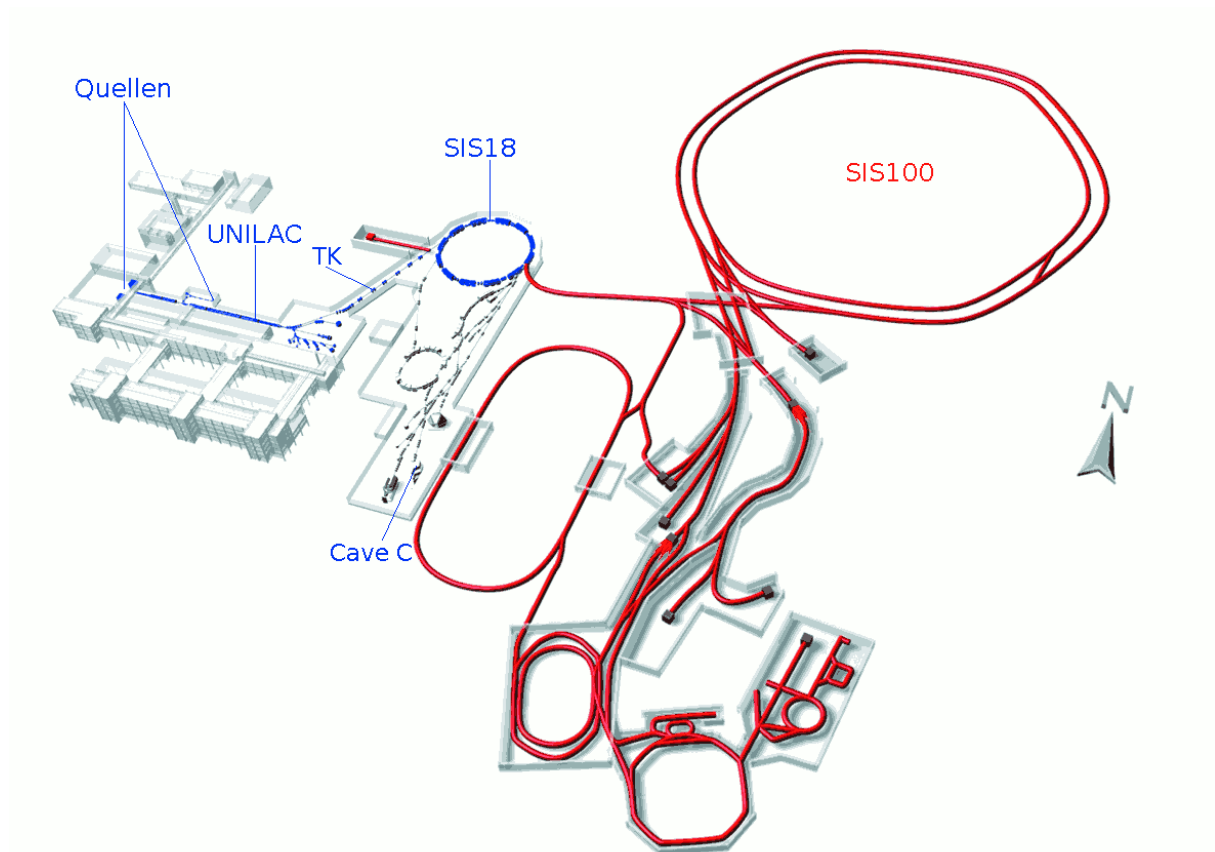
---

### 4.1 Die bestehende Beschleunigeranlage der GSI

---

Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit besteht die Beschleunigeranlage der GSI aus dem Universal Linear Accelerator (UNILAC), dem SIS18 und dem Experimentierspeicherring (ESR). Da der ESR für diese Arbeit keine Relevanz hat, wird hier nicht näher auf ihn eingegangen.

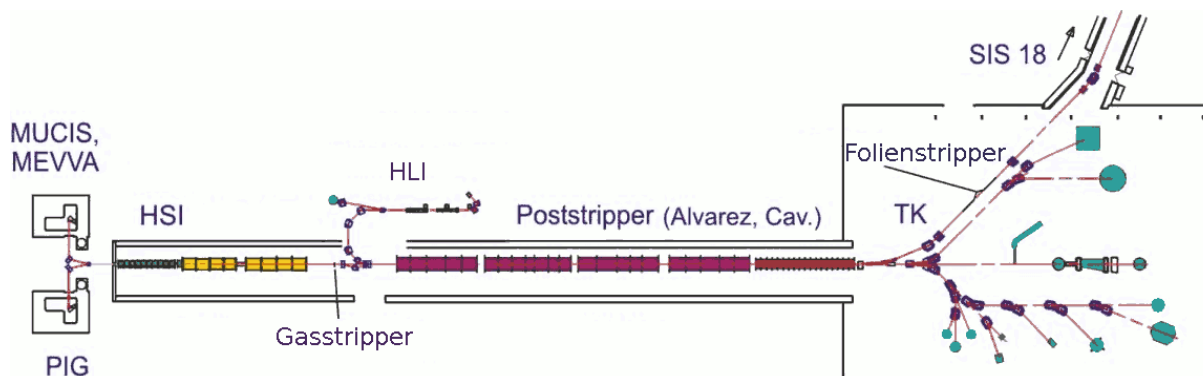
Ein Alleinstellungsmerkmal dieser Anlage ist ihre Vielseitigkeit. Es können aus drei Quellenterminals alle stabilen Elemente beschleunigt werden [43, S.III]. Dabei kann von Zyklus zu Zyklus zwischen zuvor generierten Beschleuniger- und Strahlführungseinstellungen (Strahlenergie, -intensität und -ziel, Ionenspezies und -ladung, Extraktionsart, etc.) gewechselt werden. Dies erlaubt den parallelen Betrieb verschiedener Experimente in einem gemeinsamen Zeitfenster. Ebenso verfügt das Kontrollsystem über Algorithmen zur Automatisierung der Einstellung des ionenoptischen Lattices, die die vereinfachte Generierung von initialen Strahlführungseinstellungen erlaubt [44]. Auch eine zügige, (halb)automatische Skalierung der Einstellungen bei Variation der Strahlenergie ist möglich. Ohne diese beiden Merkmale wären die für diese Arbeit durchgeführten Messungen aufgrund des Zeitbedarfs für die Einstellungen so nicht machbar gewesen.



**Abbildung 4.1.:** Übersicht über die Beschleunigeranlage des FAIR-Komplexes. Bereits bestehende Abschnitte sind in blau, Zukünftige in rot eingezeichnet. Aus Gründen der Übersicht sind nur die für diese Arbeit relevanten Abschnitte beschriftet.

Bildquelle: [39, Abb. 2.1]

#### 4.1.1 Quellen und Universal Linear Accelerator (UNILAC)



**Abbildung 4.2.:** Übersicht über den UNILAC. Die Ionen bewegen sich von links nach rechts. Experimentierplätze sind türkis eingezeichnet.  
Bildquelle: [43, Abb. 2.1.3.1]

Abb. 4.2 zeigt eine Darstellung des normalleitenden Linearbeschleunigers UNILAC und der dazugehörigen Quellen. Links sind die beiden Hochstrom-Quellenterminals abgebildet. Das Nordterminal (oben) kann neben den dargestellten Multi Cusp Ion Source (MUCIS) und Metal Vapor Vacuum Arc Ion Source (MEVVA)-Quellen auch Cold or Hot Reflex Discharge Ion Source (CHORDIS) und Vacuum Arc Ion Source (VARIS)-Quellen aufnehmen, während im Südterminal (unten) die Penning Ionization Gauge (PIG)-Quelle eingebaut ist [45]. Eine Gegenüberstellung der Quellentypen findet sich in [46]. Sie alle haben gemeinsam, dass sie Ionen mit niedrigem Ladungszustand produzieren. Nach dem Verlassen des Quellenbereichs werden sie im Hochstrominjektor (HSI) vor der Injektion in den UNILAC mittels Radiofrequenzquadrupolen (RFQs) und zweier Kavitäten auf dessen Injektionsenergie von  $1,4 \text{ MeV/u}$  beschleunigt, fokussiert und mittels eines Gasstrippers in einen mittleren Ladungszustand versetzt [47]. Alternativ kann der UNILAC auch von einer Hochladungsquelle vom Hochladungsinjektor (HLI) aus bedient werden [48]. Dort befand sich in der Vergangenheit zusätzlich ein Experimentierplatz, der auch für die Messung von Desorptionsausbeuten benutzt wurde [5]. Die folgenden vier Kavitäten vom Alvareztyp stellen die Hauptbeschleunigungsstrecke dar. Hier wird der Strahl auf eine Energie von bis zu  $11,4 \text{ MeV/u}$  beschleunigt und kann dann entweder an den Experimentierplätzen in der Niederenergiethalle verwendet oder durch den Transferkanal (TK) in das SIS18 injiziert werden. Um besonders hohe Energien zu erreichen, kann der Strahl mittels eines Folienstrippers in einen höheren Ladungszustand versetzt werden. Um hohe Intensitäten für den FAIR-Betrieb zu erreichen, wird hingegen auf den Folienstripper verzichtet. Dadurch fallen Intensitätsverluste weg, die durch das zwangsläufig unvollständige Strippen in den gewünschten Ladungszustand auftreten. Gleichzeitig wird der Strahl keiner Streuung in der Folie unterworfen, die zu einer Erhöhung der Emittanz und zusätzlichen Verlusten führen würde.

---

## 4.1.2 Transferkanal (TK) und Schwerionensynchrotron SIS18

---

Um den durch Strahlverluste bei der Injektion in das SIS18 verursachten Druckanstieg zu verringern, versucht man die unvermeidbaren Verluste möglichst auf den TK zu verlagern. Dort sind die Auswirkungen weniger gravierend, da ihn der Strahl im Gegensatz zum SIS18 nur einmal passiert. Zu diesem Zweck kann beispielsweise mithilfe von Schlitzen eine definierte Emittanz erzeugt werden, um den Einschuss in das SIS18 zu optimieren [49, Kap. 1].

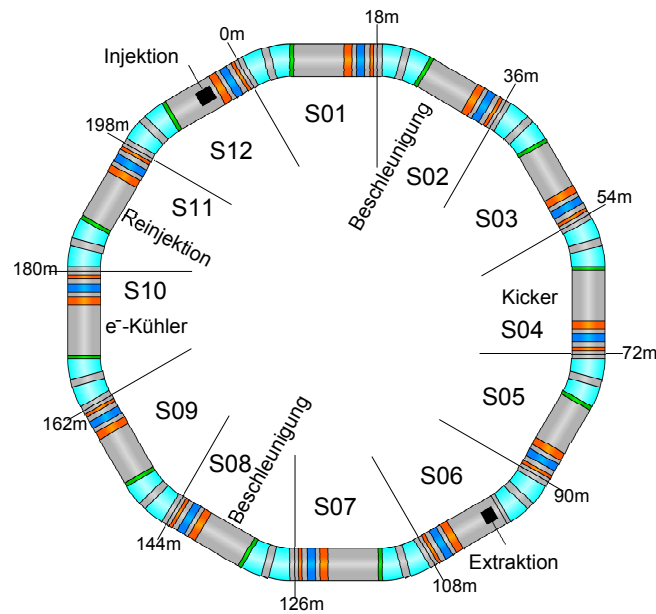
Das SIS18 selbst ist ein normalleitendes Synchrotron mit einem Umfang von 216,72 m, das aus dem UNILAC und zukünftig, beim Protonenbetrieb, aus einem dedizierten Protonenlinearbeschleuniger gespeist wird. Sein ionenoptisches Lattice setzt sich punktsymmetrisch aus 12 identischen Sektoren zusammen. Die transversale Fokussierung wird mittels Quadrupol-Triplets bewerkstelligt (Nähere Information zur Triplettfokussierung finden sich in [40, Abschnitt 4.13.3]). In Zukunft soll es im sogenannten Boosterbetrieb als Injektor für das SIS100 dienen, welches in Abb. 4.3 auf der nächsten Seite dargestellt ist. Die maximal erreichbare Strahlenergie des SIS18 ist durch die namensgebende, maximale magnetische Steifigkeit von 18 Tm begrenzt. Diese, für Ringbeschleuniger zentrale Größe ergibt sich aus der Nutzung des magnetischen Anteils der Lorentzkraft als Zentripetalkraft:

$$F_Z = \gamma \frac{mv^2}{r} = qvB_{\perp} = F_L. \quad (4.1)$$

Hier ist  $m$  die Masse,  $v$  die Geschwindigkeit,  $\gamma$  der Lorentzfaktor und  $q$  die Ladung des beschleunigten Teilchens. Der Beschleuniger hat den Krümmungsradius  $r$  und setzt die Teilchen der magnetischen Flussdichte  $B_{\perp}$  senkrecht zu  $v$  aus. Isoliert man die strahlspezifischen von den beschleunigerspezifischen Größen ergibt sich daraus die magnetische Steifigkeit

$$B_{\perp} r = \frac{q}{m} \gamma v. \quad (4.2)$$

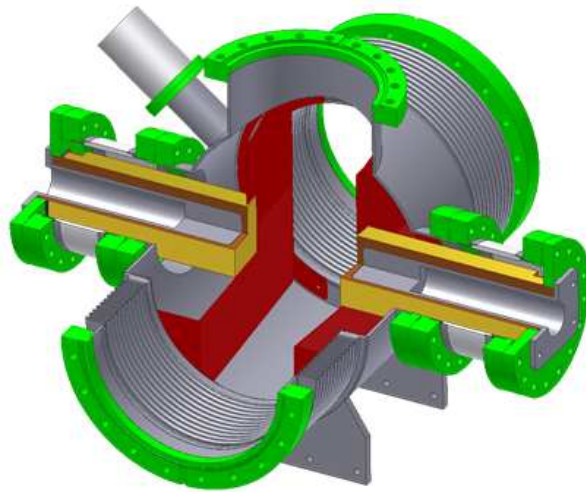
Der Einschuss in das SIS18 findet bei einer magnetischen Steifigkeit zwischen 0,8 und 4,6 Tm statt [22, Tab. 25]. Um dessen Akzeptanz möglichst vollständig auszufüllen werden einer (sogenannte Multiturninjektion (MTI)) oder mehrere (Multimultiturninjektion) UNILAC-Schüsse injiziert. Dazu wird der Strahl in einen definierten, durch einen Bumpermagneten erzeugten, Injektionsbereich der SIS18-Akzeptanz eingeschossen, wobei sich auch der Soll-Orbit verschiebt. Durch die Ionenoptik wird der Strahl bei jedem Umlauf im Phasenraum rotiert, so dass der Injektionsbereich beim nächsten Einschuss wieder unbesetzt ist. Die im Rahmen des SIS18-Upgrades erfolgte Minimierung der dabei unumgänglichen Strahlverluste ist in [49] beschrieben. Durch die sogenannte Multi-Multiturninjektion kann zwar die Intensität pro Zyklus noch weiter erhöht werden, allerdings steigt dabei die Zyklusdauer an. Da so keine erhöhte Intensität im



**Abbildung 4.3.:** Übersicht über das ionenoptische Lattice des SIS18. Dipole sind hellblau, Quadrupole dunkelblau (defokussierend) bzw. rot (fokussierend) dargestellt. Kollimatoren sind in grün eingezeichnet. Man erkennt die Triplet-Konfiguration der Quadrupole.  
Bildquelle: [18, Abb. 4.1], nach [50]

Zeitmittel erreicht werden kann, ist diese Injektionsart nicht für den Boosterbetrieb vorgesehen. Nach dieser sogenannten Akkumulation wird der Strahl zunächst longitudinal auf vier als Bunche bezeichnete Teilchenpakete aufgeteilt. Danach findet die eigentliche Beschleunigung statt, bei der die Magnete synchronisiert zur Momentangeschwindigkeit der Teilchen „hochgerampft“ werden müssen, um den Strahl zu jedem Zeitpunkt auf seiner Bahn halten zu können. Diese Ramprate, die derzeit maximal 4 T/s bis zur vollen magnetischen Steifigkeit betragen kann, bestimmt die Dauer des Beschleunigungsvorgangs. Für den Boosterbetrieb wird eine erhöhte Ramprate von 10 T/s benötigt, welche bei einer Beschränkung auf eine magnetische Steifigkeit von 12 Tm bereits heute erreicht werden kann [22, S. 5]. Die Extraktion kann entweder schnell, mittels Kickermagneten innerhalb eines Umlaufs, oder langsam durch Verschieben des Beschleunigerarbeitspunktes zu einer Resonanz hin erfolgen. Im letzteren Fall wird der Strahl über viele Umläufe sozusagen „abgeschalt“. Dabei können Spilldauern von bis zu 10 s erreicht werden.

Das Vakuumsystem setzt neben konventionellen Pumpen in verstärktem Maße Flächenpumpen ein. So wurden alle Magnetkammern mit NEG beschichtet. Des weiteren wurden die in Abb. 4.4 auf der nächsten Seite dargestellten Serienkollimatorpaare zur Reduktion von dynamischen Vakuumeffekten eingebaut. Zusätzlich zu den niedrig desorbierenden Oberflächen der eigentlich Kollimatoren wurden Sekundärkammerbleche eingebaut, die die Strahlachse zusätzlich geometrisch vom desorbierten Gas abschir-



**Abbildung 4.4.:** 3D-Aufschnittmodell eines in die zugehörige Kammer eingebauten SIS18-Serienkollimatorpaares (gelb) mit Sekundärkammerblechen (rot).  
Bildquelle: [18, Abb. 5.1]

men sollen. Sowohl die Kammer selbst, als auch die Sekundärkammerbleche sind mit NEG beschichtet. Drei weitere Kollimatoren sind außerdem verfahrbar: in den Sektoren 12 und 03 um die elektrostatischen Septa zu schützen und in Sektor 11 zur Impulskollimation. Diese sind außerdem elektrisch isoliert aufgehängt, so dass mittels Strommessung die auf ihnen verlorengegangene Strahlintensität bestimmt werden kann [18, S. 35][51].

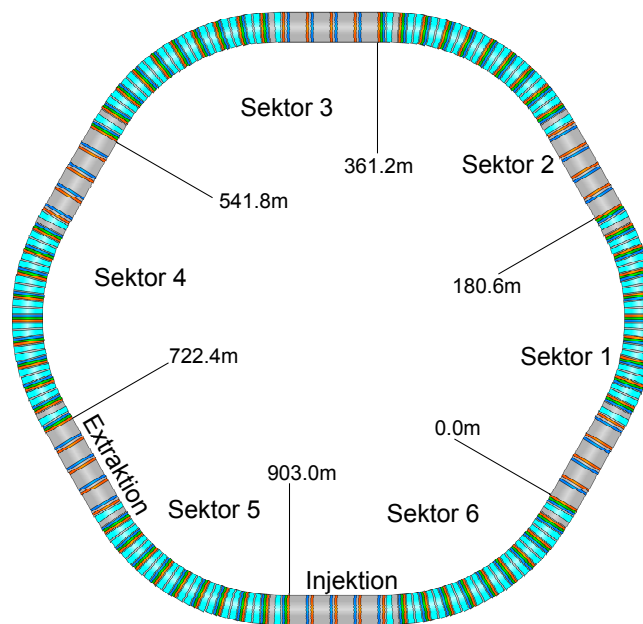
---

## 4.2 Schwerionensynchrotron SIS100

---

Das SIS100 ist das Herzstück der zukünftigen FAIR-Anlage. Es wird in [52] detailliert beschrieben, worauf sich auch die hier dargestellten Angaben stützen. Sein ionenoptisches Lattice ist in Abb. 4.5 auf der nächsten Seite dargestellt. Obwohl für die transversale Fokussierung ursprünglich eine FODO-Konfiguration vorgesehen war [43, Kapitel 2.8], wurde dieser Ansatz zugunsten einer Dublettstruktur verworfen. So lässt sich eine bessere Lokalisierung der durch das dynamische Vakuum verursachten Strahlverluste berwerkstelligen, was für den Einsatz von Kollimatoren vorteilhaft ist [52, S. 6f]. Eine eingehende Beschreibung der verschiedenen Latticetypen findet sich beispielsweise in [40, Abschnitt 4.13] und [41, Abschnitt 3.13.3]. Analog zum SIS18 wird es alle stabilen Elemente bis auf die der magnetischen Steifigkeit von 100 Tm entsprechende Energie beschleunigen können. Um im Zeitmittel eine Strahlintensität von mehr als  $3 \cdot 10^{11}$   $U^{28+}$ -Ionen pro Sekunde zu erreichen, wie für die geplanten Experimente mit radioaktiven Sekundärstrahlen benötigt, darf die Zykluszeit 1,6 s nicht überschreiten. Dazu müssen die Magneten mit einer Rate von mindestens 4 T/s geramppt werden können.





**Abbildung 4.5.:** Übersicht über das ionenoptische Lattice des SIS100. Dipole sind hellblau, Quadrupole dunkelblau (defokussierend) bzw. rot (fokussierend) dargestellt. Kollimatoren sind in grün eingezeichnet. Man erkennt die Dublett Konfiguration der Quadrupole.  
Bildquelle: [18, Abb. 4.6], nach [50]

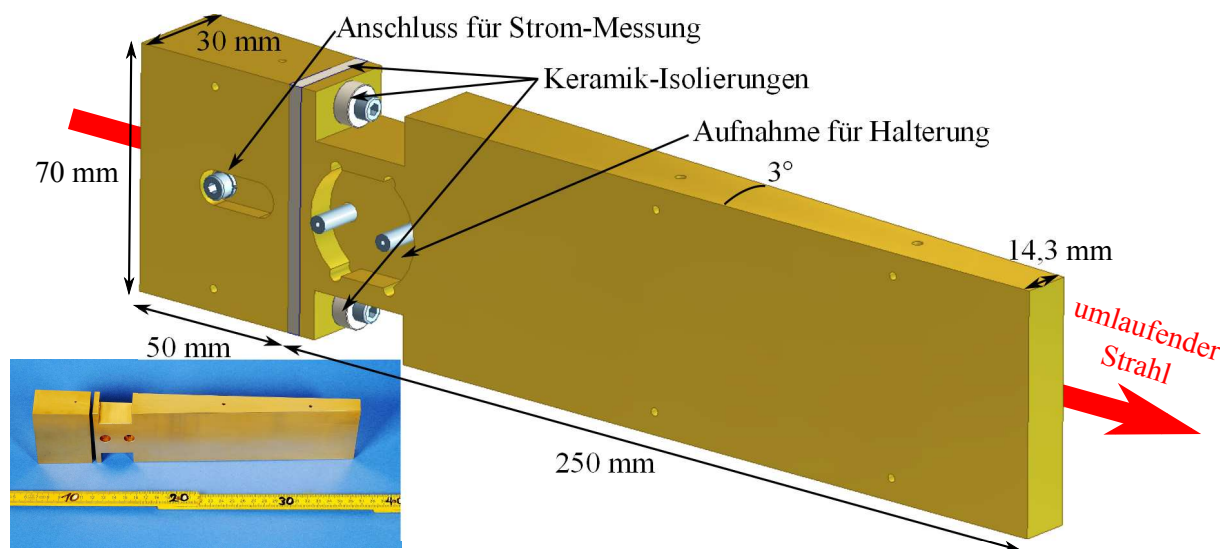
Gleichzeitig sind die durch die Vakuumqualität bedingten Strahlverluste (siehe Abschnitt 2.2) zu minimieren. Hierzu ist ein statischer Druck im XHV-Bereich sowie eine Eindämmung der dynamischen Vakuumeffekte mittels Kollimatoren vonnöten. Um Ersteres zu erreichen wurde entschieden, supraleitende Spulen zu verwenden und gleichzeitig das Strahlrohr in den Bogensektionen aktiv zu kühlen. Dieses fungiert somit als großflächige Kryopumpe. Die geraden Abschnitte hingegen werden mit NEG beschichtet und bei Raumtemperatur betrieben werden.

Da umgeladene Teilchen vorwiegend in den Bögen verlorengehen (siehe Abschnitt 2.2), muss das Kollimatorsystem auf die dort herrschende kryogene Umgebung optimiert werden. Gleichzeitig ist aufgrund der strahlenergiebedingt höheren Eindringtiefe eine andere Kollimatorgeometrie als im SIS18 notwendig. Diese wurde im Rahmen von [18, insbesondere Kapitel 7] entwickelt und getestet. Sie ist in Abb. 4.6 auf der nächsten Seite dargestellt. Um durch Messung der auf dem Kollimator deponierten Ladung die Strahlverluste quantifizieren zu können, ist eine elektrische Isolierung notwendig. So trennt eine Keramikplatte den „Kopf“ des Kollimators von seinem „Schwanz“. Der in Abb. 4.4 dargestellte SIS18-Kollimator hingegen verfügt über kein strahlabwärts gelegenes Äquivalent zum „Schwanz“. Er wird benötigt um beim Strahleinschlag entstehende Sekundärteilchen abzufangen. Ein weiterer Unterschied ergibt sich aus den Ionisations-Wirkungsquerschnitten. Bei den im SIS100 erreichten Strahlenergien ist der



Elektroneneinfang gegenüber dem Elektronenverlust vernachlässigbar [18, Abb. 2.2], weswegen nur auf der Innenseite des Rings Kollimatoren eingebaut werden. Um seine Oberflächenbelegung zu minimieren, sollen sie außerdem stets wärmer als die sie umgebenden, als Kryopumpen fungierenden Wände sein.

Im Boosterbetrieb sollen innerhalb von vier SIS18 Zyklen acht Bunche im SIS100 akkumuliert werden. Für die anschließende Beschleunigung sind 20 Kavitäten vorgesehen, die zwei der sechs geraden Sektionen vollständig einnehmen werden. Bei der Zielenergie angekommen, wird der Strahl zunächst zu einem langen Bunch kombiniert, der wiederum auf 30 bis 90 ns Länge verkürzt werden kann. Das dafür vorgesehene Bunchkompressionssystem soll aus 16 Kavitäten bestehen und eine weitere gerade Sektion vollständig besetzen.



**Abbildung 4.6.:** Geometrie des SIS100-Kollimatorprototyps. Das für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente verwendete kalte Target ist dem dem Strahl zugewandten „Kopf“ dieses Bauteils nachempfunden. Das 3D-Modell zeigt die dem Strahl abgewandte Seite mit der Aufhängung, während auf der Fotografie die dem Strahl zugewandte Seite zu sehen ist.

Bildquelle: [18, Abb. 7.3]

---

## 5 Messung schwerioneninduzierter Desorption

---

Die Kenngröße, mit der sich ein Bauteil bezüglich ionenstrahlinduzierter Desorption in erster Näherung charakterisieren lässt, ist die zuvor bereits erwähnte Desorptionsausbeute  $\eta$ . Sie ist von einer Vielzahl von Parametern wie Energie, Ladungszustand, Ordnungszahl und Einfallswinkel der beschleunigten Ionen, Belegung, Rauigkeit, Temperatur und eventueller Beschichtung der Targetoberfläche sowie der Wahl des Targetmaterials abhängig. Ungeklärt ist außerdem, unter welchen Umständen Desorption von der Oberfläche oder aus der Tiefe des Materials der dominante Effekt ist. Auch die bei der Definition von  $\eta$  getroffene Annahme des stets linearen Zusammenhangs zwischen desorbierten und einfallenden Teilchen ist nicht selbstverständlich.

Ein vollständiges Durchmessen des Parameterraumes kommt aufgrund der begrenzten Experimentierzeit nicht in Frage. Es bietet sich stattdessen an, so viele Parameter wie möglich auf für die angestrebte Anwendung relevanten Werten festzuhalten und die übrigen Größen zu variieren. Ein Review über die dazu bis 2008 erhobenen Daten findet sich in [53]. Spätere Untersuchungen, die sich insbesondere mit kryogenen Targets beschäftigen, finden sich in [54, 5]. Für die Entwicklung des Kryokollimators wurden ebenfalls umfangreiche Messungen durchgeführt [18].

Unabhängig vom genauen Aufbau laufen diese Messungen stets nach demselben Grundprinzip ab. Ein Ionenstrahl wird unter kontrollierten Bedingungen auf ein zuvor präpariertes Target gelenkt und der resultierende Druckanstieg  $\Delta p$  gemessen. Um eine derartige Messung erfolgreich durchführen zu können muss zunächst das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. SNR)  $\Delta p/p_0$  in einem für das verwendete Messgerät nutzbaren Bereich liegen. Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten, um das SNR zu verbessern: Einerseits kann versucht werden, den Gleichgewichtsdruck  $p_0$  des Vakuumsystems durch die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Maßnahmen zu senken. Dabei ist eine Verringerung der Ausgasrate stets einer Erhöhung des Saugvermögens vorzuziehen, da diese die Messung von  $\Delta p$  ebenfalls beeinflussen würde. Die zweite Möglichkeit besteht in einer Erhöhung von  $\Delta p$ , die sich durch Erhöhung der Strahlintensität oder Änderung der Versuchsgeometrie bewerkstelligen lässt. Dabei ist, auch in Hinblick auf die Auswertung, bei Letzterem darauf zu achten, dass das Verhältnis zwischen Druckanstieg und der Anzahl der desorbierten Teilchen, der im Weiteren Gasdynamikfaktor genannte Ausdruck  $\Delta p/N_{\text{des}}$ , hinreichend genau bestimmbar ist. Dieser Sachverhalt wird im Rahmen von Kap. 6 näher beleuchtet.

Eine Abschätzung über die Durchführbarkeit und die voraussichtliche Datenqualität eines geplanten Desorptionsexperimentes lässt sich über eine vereinfachte Rechnung

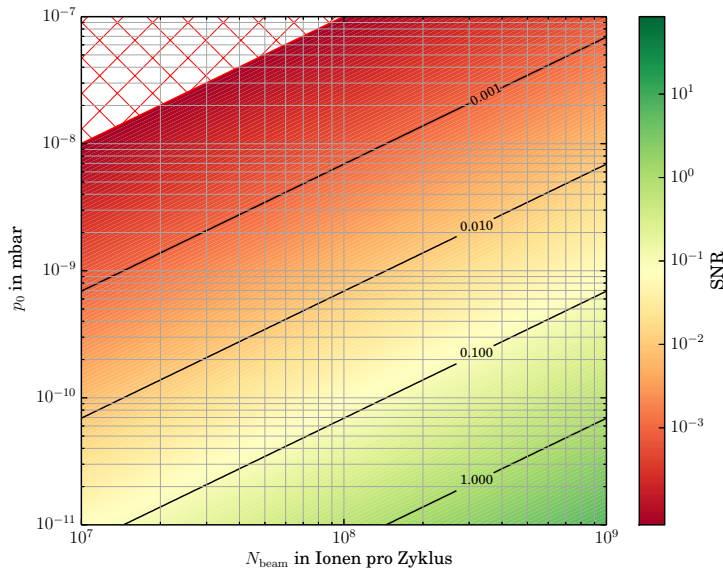
durchführen. Ausgehend vom idealen Gasgesetz ergibt sich für den desorptionsbedingten Druckanstieg

$$\Delta p = \frac{N_{\text{des}} k_B T}{V}, \quad (5.1)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Temperatur des Gases sowie  $V$  das Volumen der Vakuumkammer ist. Mit der Definition  $\eta = N_{\text{des}}/N_{\text{beam}}$  ergibt sich die SNR als

$$\text{SNR} = \frac{\Delta p}{p_0} = \frac{N_{\text{beam}} \eta k_B T}{V p_0}. \quad (5.2)$$

Schätzt man  $\eta$  ab und setzt die übrigen Werte ein, kann man mit dieser Gleichung die erwartete SNR gegen  $N_{\text{beam}}$  und  $p_0$  auftragen. Abb. 5.1 zeigt eine solche Darstellung für den in dieser Arbeit verwendeten Aufbau.



**Abbildung 5.1.:** Diagramm zum Abschätzen der voraussichtlichen SNR anhand von Glg. (5.2) für den in Abschnitt 5.3 beschriebenen Aufbau.  $\eta$  wurde mit 50,  $V$  mit 30 l abgeschätzt. Der Parameterbereich mit einer SNR unterhalb der dargestellten Skala ist rot gerastert dargestellt.

Um bei bekannter SNR eine Aussage über die zu erwartende Qualität der Messung treffen zu können, muss noch die Sensitivität des Messgerätes bekannt sein. Es ist unbedingt zu beachten, dass hierbei nur eine grobe Abschätzung der Durchführbarkeit gegeben werden kann. Für eine höhere Genauigkeit kann anstatt der idealen Gasgleichung eine in Abschnitt 6.2 beschriebene Gasdynamiksimulation verwendet werden.

In der Praxis werden zwei Verfahren zur Messung von  $\eta$  eingesetzt. Hat man einen kontinuierlichen Strahl oder einen Beschleuniger mit einer hohen Repetitionsrate zur

Verfügung, beispielsweise am HLI [5] oder am M-Zweig [23] der GSI oder am LINAC 3 am CERN [55, 54, 56], bietet sich die im Abschnitt 5.1 beschriebene Continuous-Bombardement-Methode an. Dies ist typischerweise bei einem Linearbeschleuniger oder einem Zyklotron der Fall. Für Messungen bei höheren Strahlenergien ist man auf ein Synchrotron wie das SIS18 der GSI angewiesen, dessen Repetitionsrate hierfür nicht hoch genug ist. Der Druck würde zwischen zwei Schüssen relaxieren, wodurch kein Gleichgewicht zustande kommt. In diesem Fall kommt die in Abschnitt 5.2 beschriebene Single-Shot-Methode zum Einsatz. Der für diese Arbeit benutzte und in Abschnitt 5.3 beschriebene Aufbau greift ebenfalls auf dieses Verfahren zurück. Auf die genaue Implementierung, also den Ablauf des Experimentes, wird in Abschnitt 5.4 eingegangen.

## 5.1 Die Continuous-Bombardement-Methode

Dieses auch als *Druckanstiegsmethode* bezeichnete Verfahren beruht auf dem Vergleich zweier Druckmessungen im Gleichgewicht. Zunächst wird der Druck  $p_0$  im abgepumpten und ausgeheizten Vakuumsystem gemessen. Mit der Definition des Konversionsfaktors  $K$  als Proportionalitätsfaktor zwischen  $pV$  und der Teilchenzahl  $N = K \cdot pV$ , der konstanten Ausgasrate  $D = N/t$  sowie dem angeschlossenen Saugvermögen  $S = V/t$  ergibt sich

$$D_0 = \frac{N_0}{t} = \frac{Kp_0V}{t} = KSp_0. \quad (5.3)$$

Ein kontinuierliches Strahlbombardement führt zu einer Erhöhung der Ausgasrate auf  $D_1$ , was bei gleichbleibendem  $S$  wiederum zu einem erhöhten Gleichgewichtsdruck  $p_1$  führt. Analog zu Glg. (5.3) gilt dann

$$D_1 = \frac{N_0 + N_{\text{des}}}{t} = \frac{Kp_1V}{t} = KSp_1. \quad (5.4)$$

Die Anzahl der durch das Strahlbombardement zusätzlich desorbierten Teilchen ist  $N_{\text{des}}$ . Zieht man Glg. (5.4) von Glg. (5.3) ab und dividiert das Ergebnis durch die Intensität des einfallenden Strahls  $N_{\text{beam}}/t$ , ergibt sich die Desorptionsausbeute

$$\eta_{\text{CB}} = \frac{N_{\text{des}}}{N_{\text{beam}}} = \frac{\Delta D}{N_{\text{beam}}/t} = K \frac{S \cdot \Delta p}{N_{\text{beam}}}. \quad (5.5)$$

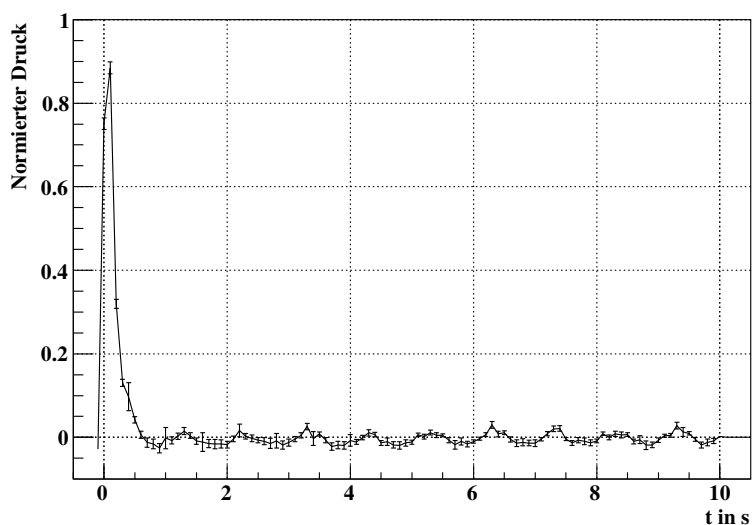
Hier ist  $\Delta p$  die Differenz aus  $p_1$  und  $p_0$ . Im Falle eines idealen Gases gilt  $K_{\text{id}} = (k_B T)^{-1}$ , wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Gastemperatur ist.  $S$  kann durch den Fit einer Exponentialfunktion an den Druckabfall nach dem Ausschalten des Strahls oder durch Berechnung bestimmt werden.

Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass die ermittelte Desorptionsausbeute bereits um das Saugvermögen korrigiert ist. Es stützt sich auf zwei Gleichgewichtsmessungen, die auch

mit niedriger Samplingrate durchgeführt werden können. Um dieses durch Glg. (5.4) auf der vorherigen Seite beschriebene Gleichgewicht erzeugen zu können, ist allerdings, wie oben bereits erwähnt, ein Dauerstrahl oder zumindest ein Strahl mit sehr hoher Repetitionsrate notwendig.

## 5.2 Die Single-Shot-Methode

Bestrahlt man das Target mit einem Einzelschuss, findet das Desorptionseignis ebenfalls nur zeitlich begrenzt statt. Es kann sich kein Gleichgewicht mit erhöhtem Druck wie im vorigen Abschnitt ausbilden. Stattdessen beobachtet man ein plötzliches Ansteigen des Drucks um den Wert  $\Delta p$  auf  $p_1$ , gefolgt von einem allmählichen Abfall auf das vorherige Niveau  $p_0$ . Abb. 5.2 zeigt einen durch Mittelung über eine große Menge von Einzelschussexperimenten gewonnen typischen Verlauf eines solchen *Desorptionsspeaks*. Um aus seinem Verlauf auf  $\eta$  zu schließen, muss er mit möglichst hoher Zeitauflösung aufgenommen und mittels eines Modell der zugrundeliegenden Nichtgleichgewichtsgasdynamik ausgewertet werden.



**Abbildung 5.2.:** Referenzdesorptionsspeak für alle Schüsse auf das Kryotarget in der Strahlzeit von 2016. Alle Zeitreihen, insgesamt 315 Stück, wurden nach Normierung auf  $p_{\max} = 1$  und  $p_0 = 0$  in einem gemeinsamen Plot dargestellt und in Bins von 0,1 s Breite eingeteilt. Für jeden Bin sind Mittelwert und Standardfehler aufgetragen. Der Desorptionsspeak ist zwischen  $t = 0$  s und  $t = 1$  s deutlich zu erkennen. Die Schwingung bei  $t > 1$  s wird wahrscheinlich durch eine Oszillation innerhalb des Messaufbaus erzeugt.

Dafür ist es hilfreich, ein *diagnostisches Volumen*  $V_d$  mittels eines Vakuumleitwertes vom Rest des Aufbaus abzutrennen. Um einen deutlichen Desorptionspeak zu erhalten sollten sowohl  $V_d$ , als auch der Leitwert möglichst klein gewählt werden. Da im Gegenzug sicherzustellen ist, dass der Strahl den Leitwert auf seinem Weg zum Target verlustfrei passieren kann, ist dennoch eine gewisse Mindestgröße vonnöten.

Zur Auswertung des Desorptionspeaks können verschiedene Gasdynamikmodelle herangezogen werden. Die in [18] benutzte Auswertung geht nun von folgendem Modell aus:

- Das Verhalten des desorbierten Gas kann mit der idealen Gasgleichung beschrieben werden.
- Es verteilt sich so schnell in  $V_d$ , dass die bis zum Erreichen von  $p_1$  abgepumpte Gasmenge vernachlässigt werden kann.
- Beim Erreichen von  $p_1$  ist das Gas gleichmäßig über  $V$  verteilt, befindet sich im thermodynamischen Gleichgewicht und hat die Temperatur  $T$
- Der hierauf folgende Abfall des Drucks auf  $p_0$  wird durch die Pumpen erzeugt.

Dann gilt

$$\Delta p V = N_{\text{des}} k_B T, \quad (5.6)$$

wobei  $N_{\text{des}}$  die Anzahl desorbierter Gasteilchen ist. Die Desorptionsausbeute lässt sich dann mittels

$$\eta_{\text{SS-id}} = \frac{N_{\text{des}}}{N_{\text{beam}}} = \frac{\Delta p V_d}{k_B T N_{\text{beam}}} \quad (5.7)$$

bestimmen. Abb. 5.1 auf Seite 33 basiert ebenfalls auf diesem Modell.

Im Gegensatz zur Continuous-Bombardement-Methode ist für diese Auswertung die Bestimmung des Saugvermögens  $S$  nicht notwendig. Dies stellt allerdings auch eine Beschränkung dar, da bei zu hohem  $S$  bereits von einem signifikanten Pumpen vor Erreichen von  $p_1$  ausgegangen werden muss. Da ein kryogenes Target stets auch eine Kryopumpe mit hohem  $S$  darstellt, besteht für kalte Desorptionsmessung ein besonderes Interesse an einer Verfeinerung dieses Verfahrens.

Um dies zu erreichen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein anderer Ansatz verfolgt, auf den in Kap. 6, insbesondere in Abschnitt 6.2, eingegangen wird.

---

### 5.3 Beschreibung des Aufbaus

---

Der für diese Arbeit verwendete Aufbau wurde für den Einsatz am SIS18 der GSI konzipiert und an der HTD-Beamline im Cave C aufgebaut (siehe Abb. 4.1 auf Seite 25)<sup>1</sup>. Dabei ist anzumerken, dass aufgrund von Eigenschaften der Strahlführungsoptik zu HTD nur Strahlen mit einer maximalen magnetischen Steifigkeit von 10 Tm eingesetzt werden konnten. Trotz seiner vergleichsweise kurzen Zykluszeit konnte nicht davon ausgegangen werden, dass das SIS18 Strahl mit einer für den Einsatz der Continuous-Bombardement-Methode ausreichenden Repetitionsrate liefern kann. Daher wurde von Anfang an ein diagnostisches Volumen eingeplant um den Messstand für die Single-Shot-Methode auszulegen. Er wurde in zwei Strahlzeiten, in 2014 und 2016, eingesetzt. Basierend auf den während der Messungen von 2014 gewonnenen Erfahrungen wurden Optimierungen sowohl in der Hardware, als auch in der Steuersoftware vorgenommen. Außerdem wurde dem Aufbau eine warme Targetleiter hinzugefügt, mit der zusätzlich die Desorptionseigenschaften von 16 Raumtemperaturtargets vermessen werden konnten. Tab. D.1 auf Seite 98 gibt eine Zusammenfassung der veränderten Parameter. Der Übersicht halber finden sich die genauen Typenbezeichnungen der verwendeten Geräte in Anhang C. Auf eine erneute Erwähnung im Fließtext wird, außer wo es die Eindeutigkeit erfordert, verzichtet.

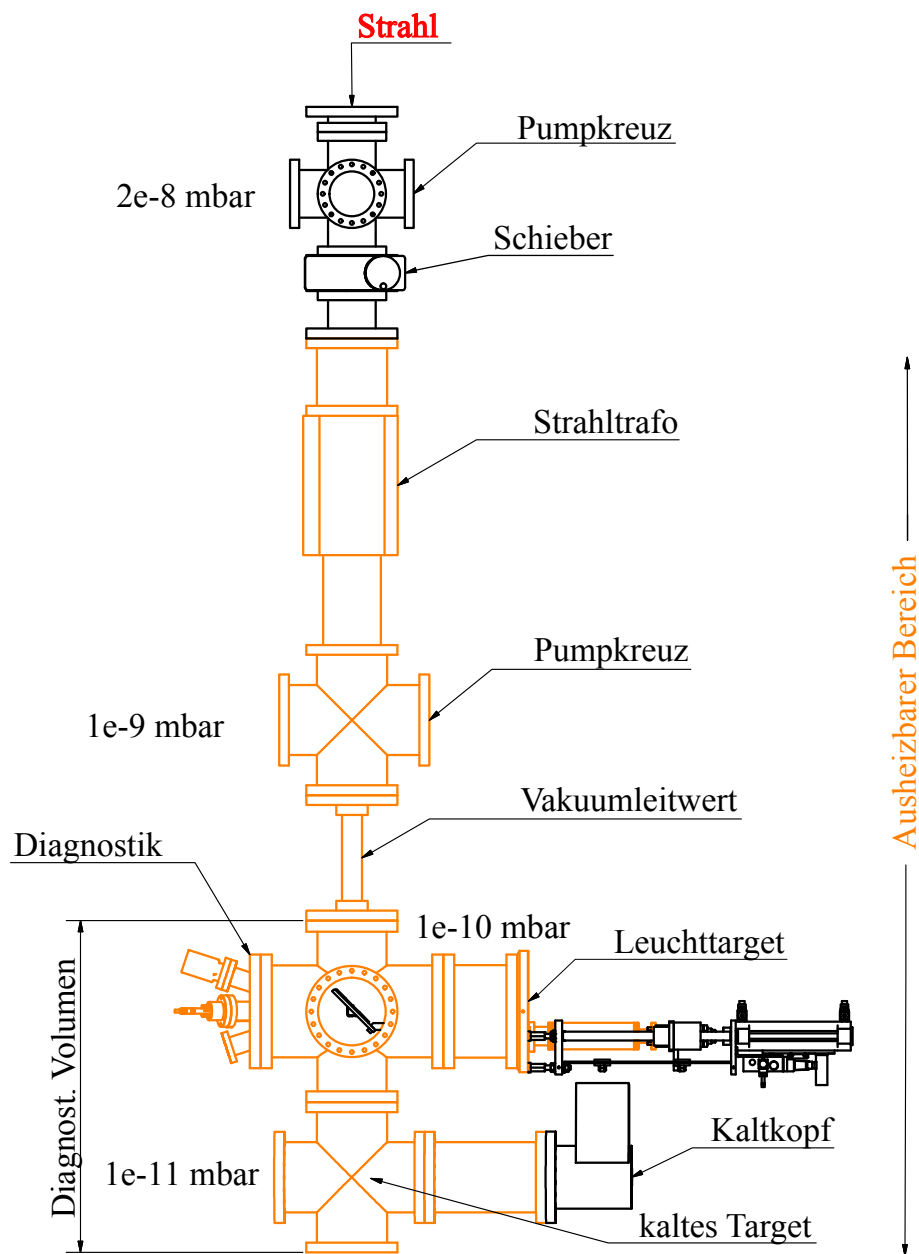
Abb. 5.3 auf der nächsten Seite zeigt ein Schema des Aufbaus von 2014. Er wurde, im Gegensatz zu dem in [18] beschriebenen Kryokollimatorteststand, nicht zum Test des Kryokollimatorprototypen für den SIS100, sondern zur Messung von Desorptionsraten konzipiert. Ein großer Unterschied besteht in der Temperaturverteilung: während beim Betrieb des Kryokollimatorteststand die Wände der Vakuumkammer mit Flüssig-helium gekühlt und stets kälter als das Target waren, stellt hier das Target selbst die kälteste Oberfläche in einer Raumtemperaturumgebung dar. Einen weiteren bedeutenden Unterschied stellt die Entfernung zwischen desorbierender Fläche und Diagnostik dar. Diese ist hier größer als beim Kryokollimatorteststand, weiterhin gibt es hier keine direkte Sichtlinie zwischen ihnen. Dadurch wird zwar eine Verringerung der SNR in Kauf genommen, im Gegenzug kann aber die sich bei einem plötzlichen Desorptionsprozess bildende Gaswelle auf eine größere Zeitskala gestreckt werden. Dies soll zu einer stärkeren Annäherung an das oben erwähnte Modell führen, wodurch  $\eta$  mit höherer Genauigkeit mit Glg. (5.6) auf der vorherigen Seite bestimmt werden kann.

Ein vom Kryokollimatorteststand übernommenes Konzept ist in Form des Vakuumsystems außerhalb von  $V_d$  erkennbar. Es wurde auch im Zuge des Umbaus zwischen den Strahlzeiten nicht verändert und erfüllt die Funktion einer differentiellen Pumpstrecke. Sie bestand aus Rohrkreuzen mit angeschlossener TMP-Vorpumpen-Kombination, die

---

<sup>1</sup> Ein mit einem ähnlichen Aufbau geplantes Experiment am Institute of Modern Physics in Lanzhou (China) konnte aufgrund technischer Schwierigkeiten des dortigen Beschleunigers nicht durchgeführt werden.



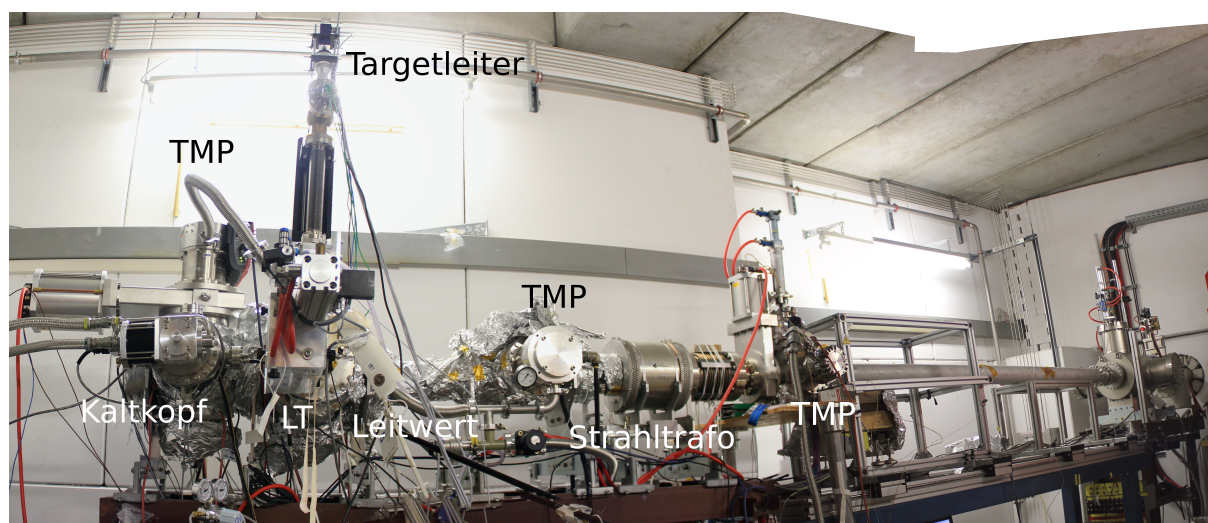


**Abbildung 5.3.:** Schema des Experimentaufbaus von 2014 in der Draufsicht. Der Strahl bewegt sich von oben, durch die aus zwei Pumpkreuzen bestehende differentielle Pumpstrecke nach unten auf das Target zu. Der Aufbau wurde für die Strahlzeit 2016 um eine Targetleiter mit 16 Raumtemperaturtargets erweitert, die von oben in die Kammer mit der Vakuumdiagnostik eingesetzt wurde. Um die dort bislang eingesetzte TMP weiterhin am diagnostischen Volumen betreiben zu können, wurde die unterste Kreuzkammer durch eine Doppelkreuzkammer ersetzt. Die TMP wurde an den oberen Flansch angeschlossen.  
Bildquelle: [57], Beschriftungen ins Deutsche übersetzt.



sich mit Vakuumleitwerten abwechselten. Dadurch wurde durch Etablierung eines niedrigen Vakuumleitwertes eine „Abschottung“ des Beschleunigervakuums von  $V_d$  erreicht, ohne dieses durch die Ausgasung eines langen Rohres zu belasten. Zusätzlich ist zwischen den beiden beschleunigerseitigen Pumpkreuzen ein Schieber installiert worden, der eine Aufteilung des Vakuumsystems ermöglicht. Dadurch muss bei Umbauarbeiten, wie einem Targetwechsel, nicht das gesamte Vakuumsystem, sondern nur der ausheizbare Teil belüftet werden. Ebenso wurde ein Strahltransformator in die differentielle Pumpstrecke integriert. Dieser misst den durch ihn hindurchtretenden Strahlstrom, welcher über den bekannten Ladungszustand des Ions in die für die Berechnung von  $\eta$  benötigte Strahlintensität umgerechnet werden kann.

Nachdem der Strahl die differentielle Pumpstrecke durchquert hat, tritt er in das diagnostische Volumen ein. Dieses besteht aus einer Doppelrohrkreuzkammer und einer einfachen Rohrkreuzkammer (in der Konfiguration von 2014) bzw. aus zwei Doppelrohrkreuzkammern (in der Konfiguration von 2016). In der beschleunigerseitigen Kammer sind Diagnostiken sowohl für die Druckmessung, als auch für die Strahlpositionierung untergebracht. Dort wurde in der Konfiguration von 2016 außerdem noch eine Targetleiter hinzugefügt (siehe Abb. 5.4).



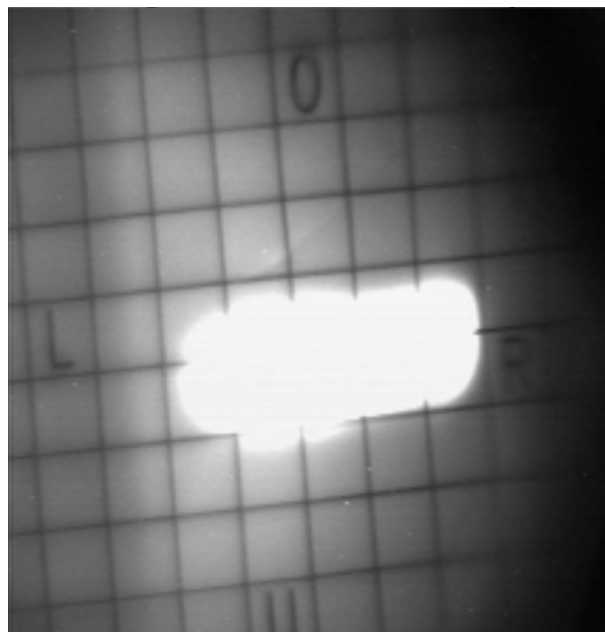
**Abbildung 5.4.:** Foto des Experimentaufbaus von 2016. Die Vakuumdiagnose befindet sich gegenüber dem LT.

Die Vakuumdiagnostik ist an den vier Flanschen des in Abb. 5.3 auf der vorherigen Seite mit „Diagnostik“ bezeichneten Clusterflansches montiert. Zwei davon sind von einer Extraktorröhre und einer Wide Range Gauge (WRG) belegt. Der Extraktor dient in Kombination mit einem empfindlichen Elektrometer zur zeitaufgelösten Messung des Desorptionspeaks. Die Betriebsspannung für die Röhre wurde 2014 durch Extraktorcontroller vom Typ IM 540, und 2016 durch Extraktorcontroller vom Typ MG 14 bereitgestellt. Auf diese Weise können Ausleseraten um die 10 Hz erreicht werden. Die WRG besteht aus einer Kombination aus Bayard-Alpert-Röhre und Pirani-Vakuummeter

---

und kann für Druckmessungen vom Atmosphären- bis in den UHV-Bereich eingesetzt werden. Sie wurde zur Überwachung des Vakuums außerhalb der Strahlzeit, insbesondere beim Abpumpen und Belüften, eingesetzt um das Glühfilament des Extraktors zu schonen. Die beiden übrigen Ports wurden von einem Rest Gas Analyzer (RGA) eingenommen. Dieser kann bei ausreichendem Druck mittels Massenspektrometrie die Zusammensetzung des Restgases bestimmen. Zunächst wurde wie in [15, 18, 22, 55] ein Quadrupol-Massenspektrometer verwendet. Bei einem Umbau wurde dieses durch ein Ionenfallen-RGA ausgetauscht. Beide Geräte stellten sich als nicht empfindlich genug für die Untersuchung der desorbierten Gasmenge hinsichtlich ihrer Zusammensetzung heraus. Hierfür wäre eine höhere SNR nötig gewesen. Das Auslesen der WRG wurde 2014 mittels WRG-Controllern mit einer Samplingrate von 1 Hz durchgeführt. Für die Strahlzeit 2016 wurden Kabel angefertigt, mit denen sich die WRGs direkt an den Messrechner anschließen lassen, wodurch sich eine Ausleserate von bis zu 50 Hz [58, Abschnitt 4.6.1] erzielen ließ. Die sich daraus ergebende Fragestellung, ob sich eine WRG anstelle der Extraktor-Elektrometer-Kombination zur Messung des Desorptionsspeaks eignet, wurde in einem separaten Offlineexperiment untersucht, das in Anhang A beschrieben ist.

Gegenüber dem für die Vakuumdiagnose verwendeten Flansch ist ein LT zur Einstellung der Strahlpositionierung eingebaut. Es kann mithilfe eines Pressluftantriebes in den Strahlweg ein-, bzw. aus dem Strahlweg ausgefahren werden. In Abb. 5.3 auf Seite 38 ist es in der eingefahrenen Position dargestellt. Ähnliche Vorrichtungen werden auch in der Strahlführung hinter dem SIS18 zum Einstellen des Strahls verwendet. Trifft der Strahl auf das LT, kann dessen Querschnitt und Position anhand des erzeugten Lichtflecks beurteilt werden. Die Beobachtung findet mit einer Kamera statt, die vor einem dafür vorgesehenen Glasflansch in der Atmosphären-Vakuum-Durchführung des LTs befestigt wurde. Hierbei ist auf Größe und Form des Strahls zu achten, um sicherzustellen, dass er nur auf dem dafür vorgesehenen Target einschlägt. Trifft er auf andere Oberflächen, beispielsweise den thermischen Schild (siehe unten) oder den Leitwert vor dem diagnostischen Volumen, führt dies zu Desorption von dieser, nicht genau bestimmten Oberfläche, was das Ergebnis verfälscht. Der Strahleinschlag auf das LT selbst führt ebenso zu Desorption von seiner Oberfläche und gleichzeitig zu Streuprozessen beim Durchgang des Strahls durch das LT. Aus diesem Grund kann es nicht während des Messvorgangs zur Onlinediagnose benutzt werden. Bei dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Parallelbetrieb, der bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten ausschließlich verwendet wurde, kann es trotz aller Sorgfalt durch das ständige Umschalten der Strahlführung von einem zum anderen Abnehmer gelegentlich zu Ungenauigkeiten in der Strahlpositionierung kommen. Es ist daher bei der Datenauswertung mit Ausreißern zu rechnen.



**Abbildung 5.5.:** Aufnahme eines Strahleinschlages auf dem Leuchttarget. „L“ und „R“ stehen für links und rechts, „O“ und „U“ für oben und unten, jeweils aus Sicht der auftreffenden Ionen. Die Quadrate haben eine Seitenlänge von 5 mm. Man erkennt die langgestreckte Form des Strahls, der in der horizontalen Achse noch nicht vollständig zentriert und aufrecht gestellt wurde.

---

### 5.3.1 Raumtemperatur-Targetleiter

---

In der Konfiguration von 2016 wurde, anstatt der 2014 verwendeten TMP, im oberen Flansch des beschleunigerseitigen Rohrdoppelkreuzes des diagnostischen Volumens eine Targetleiter<sup>2</sup> eingebaut. Sie kann in vier Halterelementen je vier Targets aufnehmen, bietet also insgesamt Platz für 16 Proben. Abb. 5.6 auf der nächsten Seite zeigt sie eingebaut in der oben erwähnten Doppelkreuzkammer. Am oberen und unteren Ende wurden zusätzlich Endplatten angebracht, die jeweils ein Heizplättchen tragen, das zum Ausheizen der Leiter verwendet wurde. Die Leiter wurde zur Aufnahme von quadratischen Targets mit 4 cm Seitenlänge und einer Dicke von 2 mm ausgelegt.

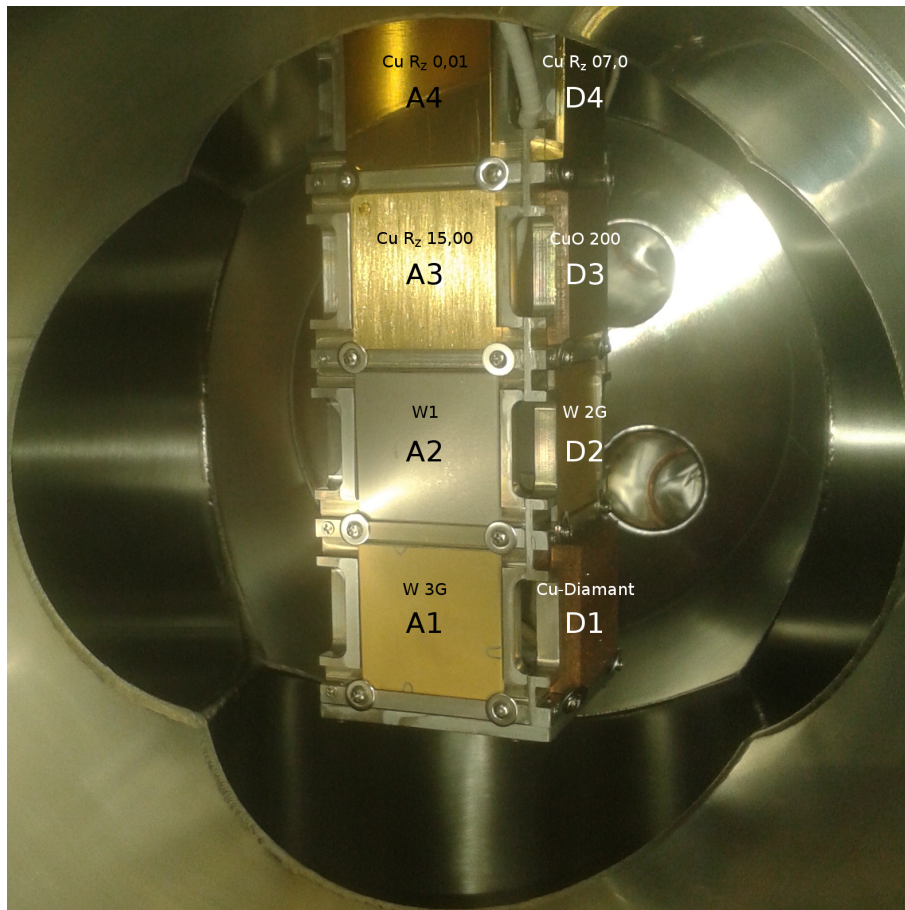
Die verwendeten Targets lassen sich in die folgenden Kategorien einteilen:

- 6 Targets aus Oxygenfree High Conductivity Kupfer (OFHC Cu) mit einer galvanisch aufgetragenen Goldbeschichtung. Um ein Eindiffundieren der Goldschicht in das Kupfersubstrat zu vermeiden, wurde vor der Goldschicht eine sogenannte Sperrschicht aus Nickel aufgalvanisiert. Die Targets unterscheiden sich in ihrer Oberflächenrauheit, die durch die gemittelte Rauhtiefe  $R_z$  angegeben wird. Diese stellt die Differenz zwischen der höchsten Erhebung und der tiefsten Absenkung, gemessen in Mikrometern, im Höhenprofil der Oberfläche dar [59]. Ein größeres  $R_z$  bezeichnet also eine rauhere Oberfläche. Die Targets haben  $R_z$ -Werte zwischen 0,1 (Spiegelglanz) und 35 (deutliche Bearbeitungsspuren).
- 2 Kupferoxidtargets, die aus den gleichen OFHC Cu-Rohlingen wie die Kupfertargets hergestellt wurden. Anstatt einer galvanischen Beschichtung wurden sie für 30 Minuten trocken auf ca. 300°C erhitzt, um eine Oxidierung der Oberfläche zu erreichen. Diese Targets unterscheiden sich ebenfalls in ihrer Oberflächenrauheit, da nur eines vor der Oxidation mit Schleifvlies angeschliffen wurde.
- 6 Targets aus Wolfram in 3 Rauheitsklassen mit je 2 Targets. Von jedem dieser Paare wurde je eines mit Gold beschichtet. Hier wurde ebenfalls eine Sperrschicht aufgesputtert, allerdings ist diese im Gegensatz zur Sperrschicht der Kupfertargets aus Chrom. Die gröbste Rauheit wurde, wie bei den Kupfertargets, durch Verzicht auf eine Nachbehandlung der Oberfläche nach der Herstellung des Rohlings erreicht. Für die mittlere Rauheitsklasse wurden die Targets einen Tag lang in einer Lösung aus 2%iger Flusssäure und 35%iger Salpetersäure geätzt. Um eine noch glattere Oberfläche zu erhalten, wurde das dritte Targetpaar geläppt (also mit einer Paste bearbeitet, in der feine Keramikkörner mit Wasser oder Öl vermischt sind).
- 2 Kompositargets aus Molybdän-Graphit und Kupfer-Diamant. Diese stellten sich bei der Suche nach Kollimatormaterialien im Rahmen des Enhanced European Coordination for Accelerator Research & Development (EuCARD) Arbeitspakets 8

---

<sup>2</sup> Die Konstruktion der Targetleiter wurde von Shahid Ahmed aus der G PBSI durchgeführt.





**Abbildung 5.6.:** Foto der in den Messstand eingebauten Targetleiter inklusive Targets. Man erhält diese Perspektive, wenn man in Abb. 5.4 auf Seite 39 das LT abnimmt und in den Flansch sieht. Der Strahl bewegt sich in dieser Ansicht von rechts nach links. Die Blickrichtung verläuft vom normalerweise durch das vom Leuchttarget besetzten Flansch und kreuzt die Strahlachse. Der Clusterflansch für die Vakuumdiagnose ist im Hintergrund erkennbar. Die Beschriftungen der Targets beziehen sich auf Tab. 5.1 auf Seite 45. Im oberen Viertel der Leiter ebenfalls erkennbar ist die mit weißen Keramikelementen isolierte Zuleitung für ein Heizelement.

---

(ColMat) für den High Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) als geeignet heraus [60]. Dabei wurden sie allerdings nicht auf ihren Einfluss auf das dynamische Vakuum, sondern auf ihre Resistenz gegenüber Beschädigungen durch den hochintensiven Strahl des HL-LHC optimiert. Im Zuge dieses Experiments bot es sich daher an, sie zusätzlich hinsichtlich ihrer Desorptionseigenschaften zu untersuchen.

Die Targets wurden in der in Tab. 5.1 auf der nächsten Seite dargestellten Anordnung in die Targetleiter eingebaut. Der Targetwechsel im Messbetrieb wurde durch Neuausrichtung der Targetleiter mittels ferngesteuerter Schrittmotoren vorgenommen. Dabei steuert ein Motor die vertikale Verschiebung, während ein weiterer Motor für die Rotation um die Längsachse verantwortlich ist. Beim Einbau der Leiter in das Rohrdoppelkreuz wurden die Positionen, die angefahren müssen, um ein bestimmtes Target in den Strahl einzufahren, bestimmt und markiert. Beide Motoren sind mit Encodern ausgestattet, wodurch eine reproduzierbare Ausrichtung der Targetleiter gewährleistet werden kann.

---

### 5.3.2 Kryotargetkammer

---

Sind sowohl das LT als auch die Targetleiter ausgefahren, wird der Strahl in der letzten Kammer vom Kryotarget gestoppt. In den aus Sicht des Strahles vom Target verdeckten Flansch wurde ein Blindflansch eingebaut. Ein hier stattdessen eingesetztes Bauteil wäre durch den Sekundärteilchenschauer beim Strahleinschlag aktiviert worden, bei Messgeräten hätte außerdem evtl. eine Beeinflussung der Messung stattfinden können. Die beiden, durch das Upgrade auf ein Rohrdoppelkreuz zusätzlich verfügbaren Flansche wurden mit der zuvor in der Diagnose eingebauten TMP besetzt, bzw. blind geflanscht.

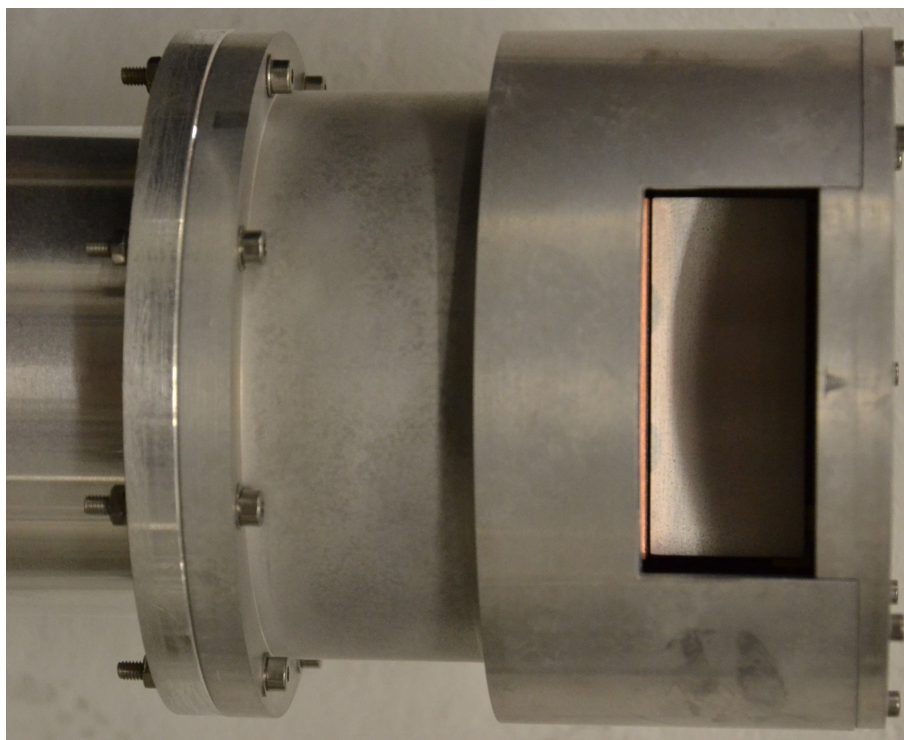
Das Herzstück dieser Kammer ist das kalte Target und der damit verbundene kryotechnische Aufbau. Dieser besteht aus einem zweistufigen Gifford-McMahon (GM)-Kaltkopf, dessen erste Stufe den thermischen Schild, und dessen zweite Stufe das Target selbst kühlt<sup>3</sup>. Wie in Abb. 5.7 auf Seite 46 sichtbar, wurde lediglich eine Öffnung mit dem Querschnitt des Targets freigelassen, um eine optimale Abschirmung des Targets bezüglich Wärmestrahlung zu erreichen (siehe Abschnitt 3.1). Der Halter, sichtbar in Abb. 5.8 auf Seite 48 unten, wurde für eine möglichst hohe Wärmeleitfähigkeit zwischen Target und Kaltkopf ausgelegt. Aus diesem Grund wurde er aus OFHC Cu gefertigt. In der Konfiguration von 2016 wurde das Heizplättchen nicht mehr seitlich am Target, sondern zentral auf der strahlabgewandten Seite des dafür modifizierten Halters befestigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Kryotargets eingesetzt.

---

<sup>3</sup> Sowohl der thermische Schild, als auch die Halterung für das Target wurden in Zusammenarbeit mit Katharina Kopp aus der Abteilung CSCY konstruiert.

	A	B	C	D
4	<b>Cu R<sub>z</sub> 00.1</b> OFHC Cu R <sub>z</sub> 0,1 Ni/Au 1/1 µm aufgalavanisiert	<b>Cu R<sub>z</sub> 00.2</b> OFHC Cu R <sub>z</sub> 0,2 Ni/Au 1/1 µm aufgalavanisiert	<b>Cu R<sub>z</sub> 01.8</b> OFHC Cu R <sub>z</sub> 1,8 Ni/Au 1/1 µm aufgalavanisiert	<b>Cu R<sub>z</sub> 07.0</b> OFHC Cu R <sub>z</sub> 7 Ni/Au 1/1 µm aufgalavanisiert
3	<b>Cu R<sub>z</sub> 15.0</b> OFHC Cu R <sub>z</sub> 15 Ni/Au 1/1 µm aufgalavanisiert	<b>Cu R<sub>z</sub> 35.0</b> OFHC Cu R <sub>z</sub> 35 Ni/Au 1/1 µm aufgalavanisiert	<b>CuO 100</b> OFHC Cu unbehandelte OF trocken oxidiert bei 200°C	<b>CuO 200</b> OFHC Cu geschliffene OF trocken oxidiert bei 200°C
2	<b>W 1</b> W unbehandelt direkt v. Hersteller Plansee	<b>W 1G</b> W unbehandelt Cr/Au 50/150 nm aufgesputtert	<b>W 2</b> W geätzt	<b>W 2G</b> W geätzt Cr/Au 50/150 nm aufgesputtert
1	<b>W 3G</b> W geläppt Cr/Au 50/150 nm aufgesputtert	<b>W 3</b> W geläppt	<b>Mo-Graphit</b> Mo-Graphit unbehandelt Abw. Maße 40 · 30 · 2 mm <sup>3</sup>	<b>Cu-Diamant</b> Cu-Diamant unbehandelt Abw. Maße 40 · 40 · 5 mm <sup>3</sup>

**Tabelle 5.1.:** Anordnung der Raumtemperaturtargets in der Targetleiter. Zwischen den mit „1“ bis „4“ bezeichneten Reihen wird mittels Hochziehen bzw. Herablassen, eine Änderung der mit „A“ bis „D“ Spalten wird durch Drehung der Targetleiter um ihre Längsachse erreicht. In jeder Zelle gibt die erste Zeile die Bezeichnung des Targets, die zweite Zeile das Grundmaterial und die dritte Zeile die Oberflächenrauigkeit an. Die Zeilen 4 und 5 weisen auf eventuelle Oberflächenbehandlungen oder andere Besonderheiten des Targets hin. Bei aufgalvanisierten Beschichtungen werden Material und Dicke von sowohl der Sperrschicht, als auch der eigentlichen Beschichtung angegeben. Geätzte Oberflächen wurden mit einer Lösung aus 2%iger Flusssäure und 35%iger Salpetersäure behandelt.



**Abbildung 5.7.:** Foto des Targetaufbaus mit thermischem Schild und eingebautem Stahltarget aus Sicht eines einfallenden Strahls.

- *Der Kryokollimatorkopf*, der 2014 als Kupfer-Gold-Target diente, wurde bereits im Rahmen von [18] als Desorptionstarget verwendet. Er ist der in Abb. 4.6 auf Seite 31 dem Strahl zugewandte Block, besteht aus OFHC Cu und ist mit einer galvanisch aufgetragenen Ni/Au-Schicht versehen. In dieser Darstellung nicht sichtbar ist das auf einer der Seitenflächen angebrachte Heizplättchen, das jedoch in Abb. 5.8 auf Seite 48 deutlich erkennbar ist.
- *Das Stahltarget* stellt geometrisch eine Vereinfachung des Kryokollimatorkopfes dar. Hier wurde als Grundlage ein Quader statt eines Trapezprismas verwendet. Auf die beim Kryokollimatorkopf nachträglich hinzugefügte Aufnahme für das Heizplättchen wurde hier verzichtet. Es besteht aus V2a-Stahl, dessen Oberfläche keiner Beschichtung oder anderweitigen besonderen Behandlung unterzogen wurde.
- *Das Kupfer-Gold-Target von 2016* weist dieselbe Geometrie wie das Stahltarget auf, ist in Materialwahl und Oberflächenbeschichtung jedoch mit dem Kollimatorkopf identisch. Nach Auswertung der Strahlzeit von 2014 bestand der Verdacht, dass in der Zeit zwischen Herstellung und den Messungen Sauerstoff zum Kupfersubstrat durchgedrungen sein könnte. Das dabei entstandene Kupferoxid hätte die Ergebnisse verfälschen können. Außerdem blieb fraglich, ob die asymmetrische Heizung durch das seitlich angebrachte Heizplättchen zu unerwünschten thermischen Ef-



---

fechten geführt hat. Daher wurde basierend auf Abb. D.2 auf Seite 100 ein neues Kupfer-Gold-Target hergestellt und eingebaut. Außerdem wurde der Targethalter durch den in Abb. D.1 auf Seite 99 gezeichneten Halter ersetzt. Dieser verfügt über eine zentrale Aufnahme für das Heizplättchen, wodurch eine indirekte, symmetrische Heizung des Targets gewährleistet werden kann.

Eine Besonderheit, die sich bei der Verwendung eines Kaltkopfes ergibt, betrifft die Hitzebeständigkeit des Aufbaus. Aufgrund der Verwendung von Indiumdichtungen und des bereits bei Raumtemperatur hohen Drucks von 18 bar im Inneren des Kaltkopfes kommt nur ein partielles Ausheizen (siehe Abschnitt 2.3) in Frage. Dazu muss der Kaltkopf in einem als *Hot-Swap* bezeichneten Prozess teilzerlegt werden. Der Innendruck des Kaltkopfes wird dabei abgelassen und der innere, besonders hitzeempfindliche Teil wird ausgebaut. Der Außenzylinder, auf den der Targetaufbau montiert ist, bleibt eingebaut und kann bis ca. 75°C ausgeheizt werden.

---

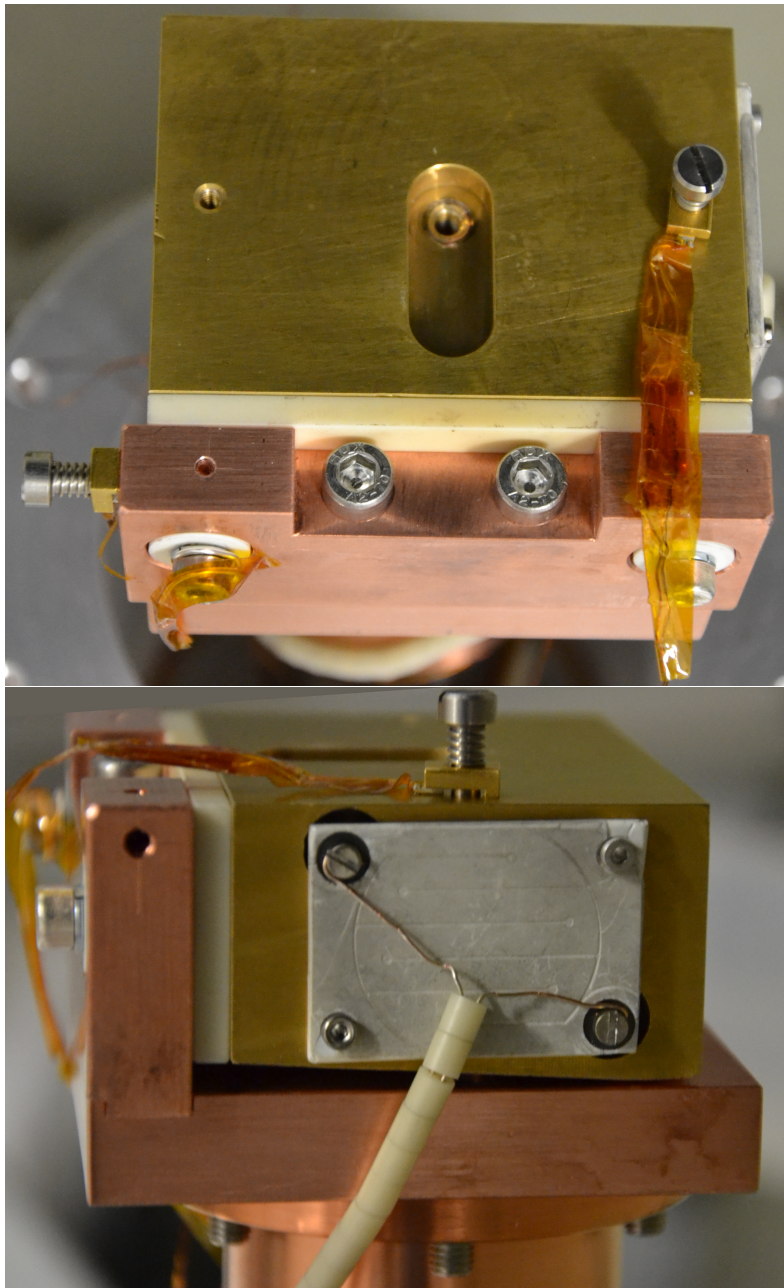
### 5.3.3 Datenaufnahme

---

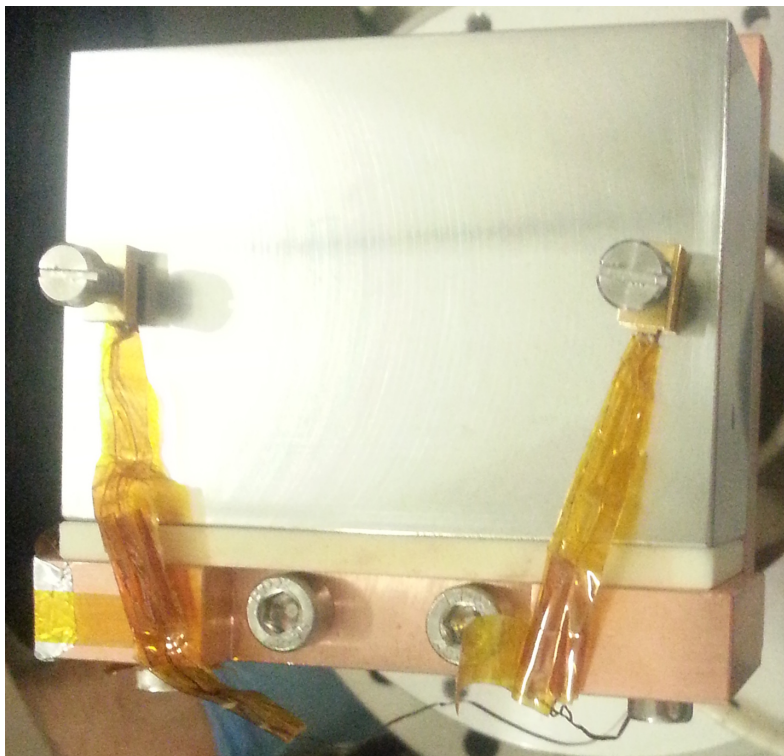
Der oben beschriebene Aufbau produziert Daten in verschiedenen, messgerätespezifischen Formaten, die, mit wenigen Ausnahmen, zu einem im Experimentiercave positionierten Messrechner geleitet werden. Im Wesentlichen sind hier zwei Datenquellen zu nennen. Zum Einen der Temperaturmonitor, der mit den daran platzierten Cernoxsensoren die Target- und Targethaltertemperaturen misst. Zum Anderen die Druckmessgeräte, also von den Extraktorcontrollern bzw. dem Elektrometer angesteuerte Extraktoren und direkt oder über einen WRG-Controller angesteuerte WRGs, die den Druck an verschiedenen Stellen der Kammer messen. In der Strahlzeit 2016 wurde, neben diversen Detailverbesserungen, ein Strommessaufbau, der die nach einem Strahleinschlag auf dem Target verbleibende Ladung bestimmt, hinzugefügt<sup>4</sup>. Der Messrechner ist so konfiguriert, dass er über eine Remote-Desktop-Verbindung aus dem Beschleunigerkontrollraum gesteuert werden kann. Dort werden die einlaufenden Daten von dem dafür eigens entwickelten Programm Cold Desorption Control (CDC) geloggt und dargestellt. Es basiert auf dem für [18] von Lars Bozyk entwickelten Cryocatcher Control (CCC), das jedoch umfangreichen Modifikationen und Erweiterungen unterzogen wurde. Neben der Datenaufnahme kann CDC diverse Steueraufgaben, wie das Anfordern von Strahl vom Beschleunigerkontrollsystem oder für die durchgeführten Experimente relevante Einstellungen der Messgeräte übernehmen. Für einige dieser Einstellungen, insbesondere die Strahlanforderung und die Steuerung des Kaltkopfes, wurde auf die direkt ansteuerbaren Relais des Temperaturmonitors zurückgegriffen. Nicht integriert wurde die Datenaufnahme des Strahltransformators, da dieser dafür ausgelegt wurde, direkt mit dem Beschleunigerkontrollsystem zu kommunizieren, als auch die des RGAs. Die Steuerung der Schrittmotoren für die Positionierung der Targetleiter läuft zwar über

---

<sup>4</sup> Der Strommessaufbau wurde von Sven Loechner aus der Abteilung EE zur Verfügung gestellt.



**Abbildung 5.8.:** Ansicht von oben und von der Seite auf das in den Halter eingebaute, 2014 verwendete Kupfer-Gold-Target ohne thermischen Schild. Ebenfalls sichtbar sind zwei mit Schraubklemmen befestigte Cernox-Temperatursensoren, das an der Seite angebrachte Heizplättchen, die Isolationsplatte, der Halter, sowie die zur Messung der Kollimatorladung angebrachte Ableitung an einer der Halterschrauben. Der zentrale, in [18] für die Ladungsmessung verwendete Anschluss wurde nicht benutzt. Der Strahl kommt in der oben gezeigten Perspektive von oben und in der unten gezeigten Perspektive von rechts.



**Abbildung 5.9.:** Foto des eingebauten Stahl-Targets von 2014. Weiterhin sind zwei Temperatursensoren zu sehen. Eine Zeichnung der Targetgeometrie findet sich in Abb. D.2 auf Seite 100. In dieser Ansicht verläuft die Strahlrichtung von oben nach unten.

---

einen zweiten Rechner, das verwendete Target kann aber trotzdem im CDC angegeben werden und wird automatisch in den Daten vermerkt. Datenaufnahme mit CDC kann in zwei Modi stattfinden:

Im *Slow Control-Modus* werden kontinuierlich alle erhaltenen Daten zusammengetragen, dargestellt und einmal pro Sekunde in eine gemeinsame Datei geschrieben. Eine Ausnahme bilden die direkt angesteuerten WRGs, die jeweils in eine eigene Datei schreiben. Zusätzlich wird eine Protokolldatei erstellt, in der eventuelle Fehlermeldungen sowie alle von CDC getätigten Einstellungen an den Messgeräten mit Zeitstempel festgehalten werden. Dieser Modus dient vorwiegend zur Überwachung des Aufbaus beim Abpumpen, Ausheizen, Herunterkühlen des Targets und beim Belüften, sowie zur Kontrolle der Randbedingungen während der Messungen.

Die Messungen selbst werden im *DAQ-Modus* durchgeführt. Dabei wird ausgenutzt, dass der Signalausgang eines der Extraktoren an ein Elektrometer im Femtoamperemetermodus angeschlossen ist. Der Extraktorcontroller übernimmt lediglich die Spannungsversorgung. Für alle anderen Messgeräte läuft der Slow Control-Modus unverändert weiter. Aufgrund der höheren Sensitivität des Elektrometers kann eine bessere Zeitauflösung und eine höhere SNR bei der Vermessung des Desorptionspeaks erzielt werden. Während das Elektrometer im Slow Control-Modus in konstanten Zeitintervallen Daten an den Messrechner überträgt, wartet es im DAQ-Modus auf ein Triggersignal vom Beschleunigerkontrollsystem, das den unmittelbar bevorstehenden Strahleinschlag ankündigt. Nach Erhalt des Triggers nimmt es 100 Messwerte mit einer Samplingrate von ca. 10 Hz auf und schreibt diese in einen internen Zwischenspeicher. Gleichzeitig wird ein Signal an den Messrechner gesendet, wodurch CDC der Strahleinschlag mitgeteilt und die Strahlanforderung herausgenommen wird. Dies dient zur Vermeidung von direkt hintereinander eintreffenden Doppelschüssen bei hoher Verfügbarkeit des Synchrotrons. Ist die Messreihe aufgenommen, wird sie an den Messrechner übertragen, wo sie von CDC in Druckwerte umgerechnet und über die Zeit seit Erhalt des Triggers dargestellt wird. So kann bereits direkt nach einem solchen *Data Acquisition (DAQ)-Zyklus* anhand der Form des Desorptionspeaks eine erste Einschätzung über den Erfolg der Messung gewonnen werden. Die empfangenen Daten werden in eine separate Datei geschrieben, der ein Slow Control-Schnappschuss, also alle, zum Zeitpunkt des Strahleinschlags aktuellen Slow Control-Werte, vorangestellt werden. Eine ähnliche Datei wird für jede direkt angeschlossene WRG angelegt, um als Backup im Falle eines Extraktordefekts zu dienen. Der Zwischenspeicher des Elektrometers wird gelöscht, und Empfangsbereitschaft für das nächste Triggersignal hergestellt. Die Strahlanforderung wird automatisch nach einer einstellbaren Wartezeit wieder gesetzt, die mindestens so lang sein muss, dass eine Stabilisierung des Kammerdrucks stattfinden kann. Wird der Beschleuniger im Parallelbetrieb genutzt, lässt sich über die Länge der Wartezeit die Aufteilung der Strahlzeit auf die Experimente bestimmen.



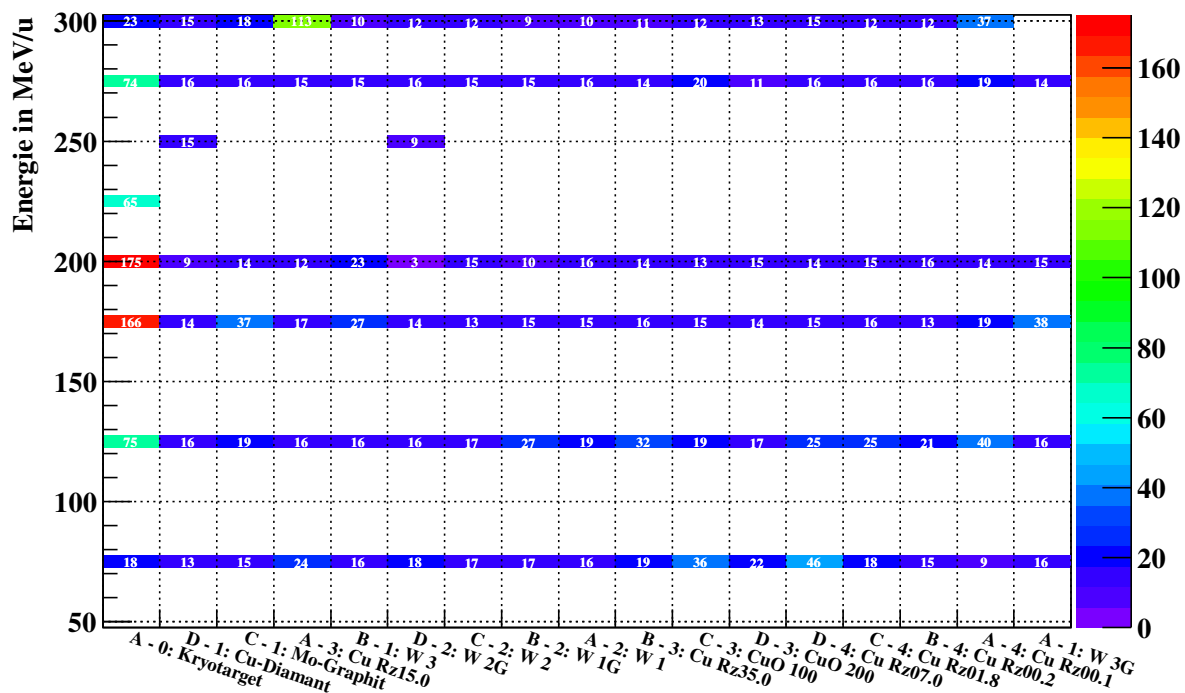
---

## 5.4 Ablauf des Experiments

---

Der Zweck des beschriebenen Aufbaus ist die Messung der Abhängigkeit der Desorptionsausbeute  $\eta$  von Strahlenergie und -ionenspezies, sowie Material, Oberflächenbeschichtung und indirekt Oberflächenbelegung des Desorptionstargets. Um hier einen möglichst großen und sinnvollen Parameterbereich abzudecken, wurden in der Strahlzeit von 2014 der Kryokollimatorkopf und das Stahltarget bei verschiedenen Energien und Temperaturen bestrahlt. Als Strahlionen kamen  $\text{U}^{73+}$ ,  $\text{Bi}^{68+}$  und zum Vergleich das deutlich leichtere  $\text{Ni}^{26+}$  zum Einsatz. Die Einstellung einer Targettemperatur ist gewissen Beschränkungen unterworfen, da der Kaltkopf nur entweder ein- oder ausgeschaltet werden kann, und das Einstellen einer konstanten Targettemperatur mittels Gegenheizen sehr aufwendig und aufgrund des erzeugten Temperaturgradienten auf dem Target ungenau wäre. Während der Strahlzeit mit  $\text{U}^{73+}$  als Strahlion war der thermische Schild aufgrund von Verzögerungen in der Fertigung noch nicht einsatzbereit, daher musste hier mit einem verhältnismäßig hohen  $T_{\min}$  gearbeitet werden. Deswegen wurde für jede Energie jeweils eine Messreihe bei aktiviertem Kaltkopf mit sinkender Temperatur, konstanter Temperatur  $T_{\min}$  und deaktiviertem Kaltkopf mit steigender Temperatur durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass bei beiden Targets bei steigender Temperatur ein sprunghafter Anstieg von  $\eta$  um  $T \approx 50 \text{ K}$  zu beobachten ist (siehe Abb. 7.1 auf Seite 71). Dieses Regime lässt sich im späteren Beschleunigerbetrieb vermeiden, außerdem geht es bei dieser Arbeit primär um die Minimierung von  $\eta$ . Daher wurde in der Strahlzeit 2016 nur noch mit aktiviertem Kaltkopf bei sinkender oder konstanter Temperatur gemessen, und das Aufwärmen bis ca. 100 K durch Gegenheizen zeitlich verkürzt. So ließen sich mehr Temperaturzyklen bei gegebener Strahlzeit messen. Ein weiterer Unterschied im Experimentablauf ergibt sich aus dem Hinzufügen der in Abschnitt 5.3.1 auf Seite 42 beschriebenen Targetleiter. Ein Teil der Messzeit wurde nun nicht mehr für das Kryotarget, sondern für die Raumtemperaturtargets aufgewendet. Zur Bestrahlung wurden  $\text{U}^{63+}$ -Ionen verwendet. Eine Übersicht über die Aufteilung der Strahlzeit ist in Tab. 5.2 auf der nächsten Seite dargestellt.

Abb. 5.10 auf der nächsten Seite zeigt eine Übersicht über die Anzahl an DAQ-Zyklen. Am Ende eines Strahlzeitblocks wurde der Kaltkopf ausgeschaltet, wodurch sich das Kryotarget langsam erwärmt hat. Zu Beginn des nächsten Blocks befand es sich daher auf einer höheren Temperatur als den am Anfang eines Temperaturzyklus sonst typischen 100 K. Die so verlängerten, abfallenden Temperaturflanke wurden vollständig vermessen, woraus sich bei den entsprechenden Parameterkombinationen eine erhöhte Zykluszahl ergibt.



**Abbildung 5.10.:** Übersicht über die Anzahl der in der Strahlzeit von 2016 aufgenommenen DAQ-Zyklen, aufgeschlüsselt nach Strahlenergie und Target.

Jahr	Zeitraum	S	Ion	Kryotarget	Schild	Bemerkungen
2014	28.02.-05.03.	5	$U^{73+}$	Kollimatorkopf	Nein	
	05.03.-09.03.	3	$U^{73+}$	Stahltarget	Nein	
	29.03.-30.03.	4	$Bi^{68+}$	Kollimatorkopf	Ja	
	24.04.	2	$Ni^{26+}$	Kollimatorkopf	Ja	Nur Messung bei $T_{min}$
2016	22.05.-01.06	5	$U^{63+}$	Kupfer-Gold-Target	Ja	Targetletermessungen

**Tabelle 5.2.:** Übersicht über die Strahlzeit.  $S$  ist die Anzahl an für die Messung verwendeten Beschleunigerschichten.

---

## 6 Datenauswertung

---

Die Daten eines jeden, in Abschnitt 5.3.3 beschriebenen DAQ-Zyklus enthalten eine Zeitreihe des gemessenen Druckverlaufs nach dem Strahleinschlag. Ein gemittelter und somit typischer Verlauf eines solchen Desorptionspeaks ist in Abb. 5.2 auf Seite 35 dargestellt. Das Grundproblem der Datenauswertung besteht darin, aus diesem Verlauf auf die desorbierte Gasmenge  $N_{\text{des}}$  und somit auf Desorptionsausbeute  $\eta = N_{\text{des}}/N_{\text{beam}}$  zu schließen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Form des Desorptionspeaks durch zusätzliche Effekte (wie die Kammergeometrie und -temperatur, den Ort der Messröhre, das Saugvermögen der angeschlossenen Pumpen, oder eventuelle Adsorption und um die sojourn time  $\tau$  verzögerte Reemission des Desorbats) stark beeinflusst werden kann. Um dies zu veranschaulichen bietet es sich an, die Single-Shot-Desorptionsausbeute als das Produkt

$$\eta_{\text{ss}} = \frac{\Delta p}{N_{\text{beam}}} \cdot \left( \frac{\Delta p}{N_{\text{des}}} \right)^{-1} \quad (6.1)$$

darzustellen. Dabei ist  $\Delta p$  die Höhe des Desorptionspeaks. Der erste Faktor besteht aus Größen, die aus den jeweiligen Zyklusdaten zu ermitteln sind und folglich von Messung zu Messung schwanken. Der zweite Faktor, der *Gasdynamikfaktor*, gibt die Höhe des Desorptionspeaks an, die pro desorbiertem Teilchen zu erwarten ist. Er ist spezifisch für die Kammergeometrie und die vakuumphysikalischen Randbedingungen. Falls diese nicht verändert werden, ist er für alle Messzyklen gleich. Außerdem ist er ein Maß für die Sensitivität des Aufbaus gegenüber Desorptionsevents. So ist für die SIS100-Kollimatorkammer, ebenso wie für den daran angelehnten Kollimatorteststand aus [18], ein niedriger Gasdynamikfaktor angestrebt worden, da dort die dynamischen Vakuumeffekte minimiert werden sollen. Gleichzeitig hängt die SNR der Messung proportional vom Gasdynamikfaktor ab. Wenn daher, wie in dieser Arbeit, das Ziel die Messung der Desorptionsausbeute ist, bietet sich stattdessen eine Optimierung des Aufbaus auf einen hohen Gasdynamikfaktor an.

Als erster Ansatz zur Berechnung bietet sich das ideale Gasgesetz an. Damit ergibt sich der *ideale Gasdynamikfaktor*

$$\left. \frac{\Delta p}{N_{\text{des}}} \right|_{\text{id}} = \frac{k_{\text{B}} T}{V_{\text{d}}}, \quad (6.2)$$

wobei  $k_{\text{B}}$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Gastemperatur und  $V_{\text{d}}$  das diagnostische Volumen ist. Eingesetzt in Glg. (6.1) ergibt sich Glg. (5.7) auf Seite 36. Es werden, wie in Abschnitt 5.2 bereits erwähnt, unter anderem  $\tau$  und das Saugvermögen der Pumpen vernachlässigt, da dieser Ansatz auf der Grundannahme beruht, dass sich die gesamte desorbierte Gasmenge zum Zeitpunkt des Desorptionspeakmaximums gleichmäßig

im diagnostischen Volumen verteilt hat, sich im thermischen Gleichgewicht befindet und nur in vernachlässigbarem Maße abgepumpt wurde. Stattdessen wird im Rahmen von Abschnitt 6.2 durch Simulation der Gasdynamik im verwendeten Messaufbau ein Gasdynamikfaktor bestimmt, der insbesondere das Saugvermögen des kalten Targets und die Aufenthaltsdauer zwischen Adsorption an und Reemission von der kalten Fläche berücksichtigt. Die Grundzüge dieses Ansatzes sind in [61] beschrieben. Um die Rechnungen zu ermöglichen, wurde die verwendete Software Molflow+ [7] auf Anfrage durch die Ersteller erweitert, so dass die erwähnten Aufenthaltsdauern in die Simulation einfließen können. Ebenso wurden die Gasdynamikfaktoren des für [18] verwendeten Aufbaus berechnet. Eine Gegenüberstellung der mittels Simulation gewonnenen mit den aus der idealen Gasgleichung berechneten Werten ist in Tab. 6.1 auf Seite 62 zu finden.

Mit diesen Überlegungen lassen sich außerdem frühere Auswertungen durch genauer bestimmte Gasdynamikfaktoren korrigieren. Der dazu verwendbare Korrekturfaktor  $f$ , mit dem ein bereits berechneter Wert, in diesem Fall der ideale Gasdynamikfaktor, verrechnet werden kann, ergibt sich durch folgende Überlegung (Die Abkürzung MF steht für Molflow):

$$\eta_{\text{MF}} = \frac{\Delta p}{N_{\text{beam}}} \left( \frac{\Delta p}{N_{\text{des}} \Big|_{\text{MF}}} \right)^{-1} = \underbrace{\frac{\Delta p}{N_{\text{beam}}} \left( \frac{\Delta p}{N_{\text{des}} \Big|_{\text{id}}} \right)^{-1}}_{\eta_{\text{id}}} \cdot \underbrace{\frac{\frac{\Delta p}{N_{\text{des}} \Big|_{\text{id}}}}{\frac{\Delta p}{N_{\text{des}} \Big|_{\text{MF}}}}}_f \Rightarrow \boxed{f = \frac{\frac{\Delta p}{N_{\text{des}} \Big|_{\text{id}}}}{\frac{\Delta p}{N_{\text{des}} \Big|_{\text{MF}}}}}. \quad (6.3)$$

In jedem Fall muss für eine Auswertung mit Glg. (6.1) auf der vorherigen Seite zunächst  $\Delta p$  aus den Messdaten bestimmt werden. Eine besondere Schwierigkeit ergibt sich hier aus der zeitlich und räumlich nicht konstanten Temperatur des Kryotargets. Dies führt zu einer Variation des Grunddruckes, der auch auf der Zeitskala eines Messzyklus nicht vernachlässigbar ist. Abschnitt 6.1 geht näher auf diesen Aspekt ein.

Grundlagen zur theoretischen Berechnung der Form des Desorptionspeaks werden in [62] beschrieben. Auf dieser Basis ließe sich zwar auch ein Gasdynamikfaktor bestimmen, dieser würde allerdings auf einem deutlich stärker vereinfachten Modell der Vakuumkammer basieren müssen, um analytisch berechenbar zu sein. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit auf weitergehende theoretische Betrachtungen verzichtet.

---

## 6.1 Bestimmung der Druckdifferenz $\Delta p$

---

Betrachtet man den in Abb. 5.2 auf Seite 35 dargestellten Referenzdesorptionspeak, scheint zunächst die Bestimmung seiner Höhe  $\Delta p$  durch Bildung der Differenz zwischen höchstem und niedrigstem gemessenem Druckwert möglich. Für Messreihen, bei denen



---

sich das Kryotarget thermischen Gleichgewicht, also bei  $T_{\min}$  oder Raumtemperatur, befindet, könnte man dieses Verfahren tatsächlich einsetzen. Bei allen anderen Kryotargettemperaturen befindet sich das System jedoch nicht im Gleichgewicht. Dies führt dazu, dass der Basisdruck temperaturabhängig steigt bzw. fällt. Um für diese Messungen  $\Delta p$  bestimmen zu können, muss daher der zeitliche Verlauf des Druckuntergrunds modelliert und vom gemessenen Druckverlauf abgezogen werden.

Für die im Rahmen dieser Arbeit erhobenen Daten hat sich dafür ein Polynom ersten Grades, das *Untergrundpolynom*, als geeignet erwiesen. Abb. 6.1 auf der nächsten Seite zeigt einen typischen Desorptionsspeak mit einem Kryotarget im Nichtgleichgewicht. Das Untergrundpolynom wurde an den Teil des Druckverlauf angefügt, der mehr als 4 s nach Beginn des Zyklus aufgenommen wurde. Dieser Wert ist zeitlich weit genug hinter dem Desorptionseignis, damit dessen Einfluss vernachlässigbar ist und enthält gleichzeitig genug Datenpunkte, um einen sinnvollen Fit zu ermöglichen. Zieht man nun vom Maximum des gemessenen Drucks den Wert des Untergrundpolynoms zum Zeitpunkt dieses Maximums ab, ergibt sich  $\Delta p$ .

Die Bestimmung von  $\Delta p$  wurde nach diesem Schema in der Programmiersprache ROOT (Version 5.34/14) implementiert. Dabei wurde für jeden ausgewerteten DAQ-Zyklus automatisch ein Plot, wie er in Abb. 6.1 auf der nächsten Seite dargestellt ist, erstellt. Auf diese Weise konnte die grundsätzliche Eignung der beschriebenen Methode überprüft werden. Außerdem konnten so Zyklen mit deutlich erkennbaren Fehlern, beispielsweise solche, bei denen kein Strahl am Target ankam, von der Auswertung ausgeschlossen werden.

---

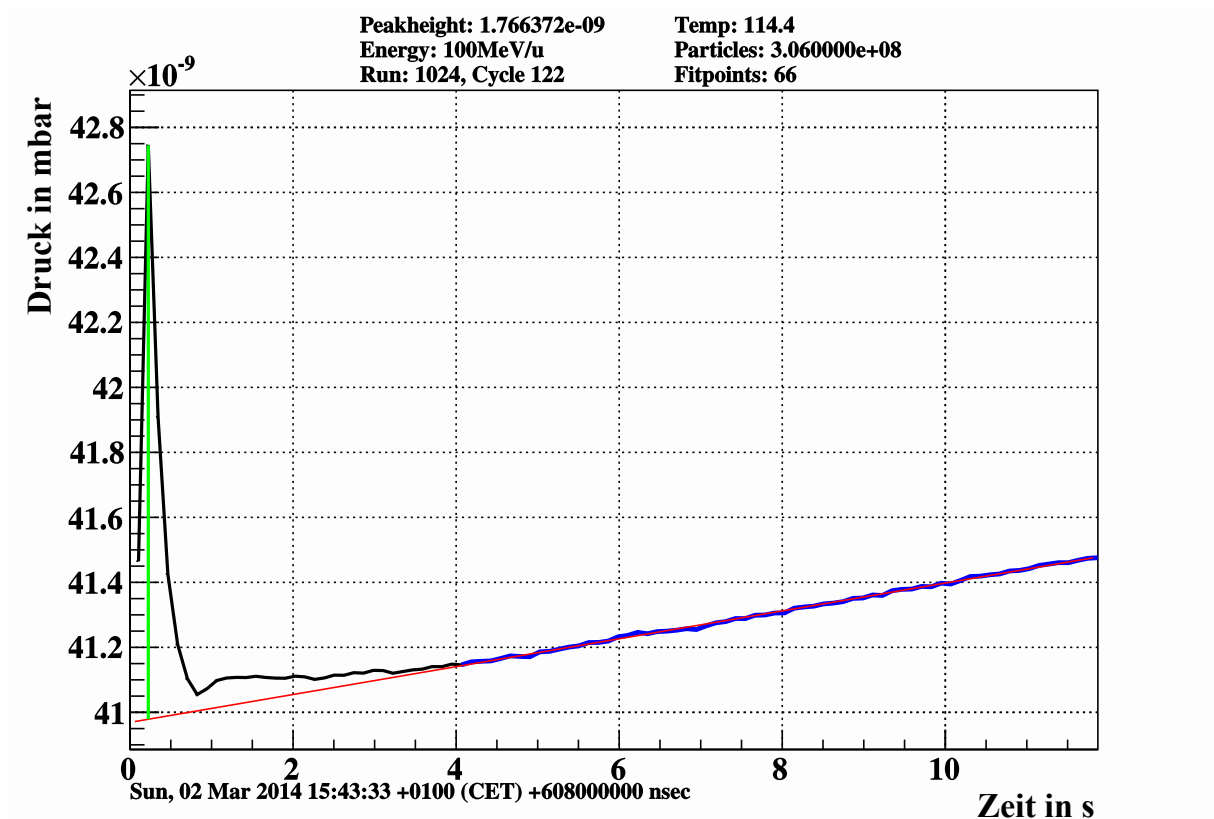
## 6.2 Bestimmung des Gasdynamikfaktors durch Simulation

---

Der Wert des Gasdynamikfaktors wird durch die Geometrie und die Adsorptions-/Desorptionseigenschaften des verwendeten Vakuumaufbaus bestimmt. Auf Letzteren wirkt sich nicht nur der *Stickingkoeffizient*, also die Wahrscheinlichkeit, dass ein auf eine Oberfläche auftreffendes Gasteilchen adsorbiert wird, aus. Auch die durchschnittliche *sojourn time*, zu deutsch *Verweildauer*, des Teilchens vor einer Reemission ist von Bedeutung. Um diese Vorgänge innerhalb der Kammer simulieren, und somit ihren Einfluss auf die eigentliche Messung quantifizieren zu können, wurde die am CERN entwickelte Software Molflow+ [7] eingesetzt.<sup>1</sup> Diese verfolgt die Bahn einzelner Gasteilchen in einer vorzugebenden Geometrie und kann die daraus resultierenden Größen, insbesondere den Druck, berechnen. Es ist zu beachten, dass die simulierten Teilchen lediglich mit der Umgebung, nicht mit andere Gasteilchen wechselwirken. Daher ist Molflow+ nur bei Bedingungen, unter denen die Gasdynamik durch molekulare Strömung beschrieben werden kann (siehe Kap. 2) einsetzbar. Diese Voraussetzung ist bei den, wäh-

---

<sup>1</sup> Ein Vorschlag für einen experimentellen Zugang ist in Anhang A zu finden.



**Abbildung 6.1.:** Darstellung eines typischen Druckverlaufs nach Strahleinschlag (schwarz) und der zur Bestimmung von  $\Delta p$  verwendeten Hilfsgrößen. Der zum Fitten des Untergrundpolynoms verwendete Teil der Messdaten ist in blau, das Untergrundpolynom selbst ist in rot dargestellt. Position und Höhe des Desorptionspeaks sind durch die grüne Linie angedeutet. Diese Darstellung wurde für jeden ausgewerteten DAQ-Zyklus automatisiert erstellt, um die Ergebnisse des Auswertungsalgorithmus visuell prüfen zu können. Die Abbildung wurde bereits in [57] veröffentlicht.

---

rend eines DAQ-Zyklus herrschenden, Drücken im UHV- bis XHV-Bereich durchgehend erfüllt.

Der erste Schritt bei einer solchen simulationsgestützten Auswertung besteht darin, durch Variation der Simulationsparameter  $S$  und  $\tau$  die Form des gemessenen Desorptionsspeaks möglichst genau zu reproduzieren. Zu diesem Zweck wurde eine Reihe von Simulationen sowohl für den in [18] beschriebenen Kollimatorteststand, als auch für beide Versionen des in Abschnitt 5.3 beschriebenen Desorptionsmessstandes durchgeführt. Es ist zu beachten, dass in der verwendeten Molflow-Version 2.6.23 jedes, an eine Fläche adsorbierte Teilchen genau nach der zugehörigen Verweildauer  $\tau$  reemittiert wird, obwohl diese nur einen Mittelwert in einer Verteilung von tatsächlichen Verweildauern darstellt (siehe Abschnitt 2.1). Dabei ist zu beachten, dass zeitabhängige Ausgabewerte, wie der Druck, aus technischen Gründen stets durch eine Mittelung über ein vorgegebenes, einstellbares Zeitintervall  $\Delta t$  berechnet werden [8]. Für eine möglichst performante Simulation wählt man  $\Delta t$  in der Regel als die Länge eines Samplingintervalls, da bei dieser Einstellung keine Zeitintervalle existieren, die für keinen Messwert berücksichtigt werden. In den hier durchgeführten Simulationen bedeutet das

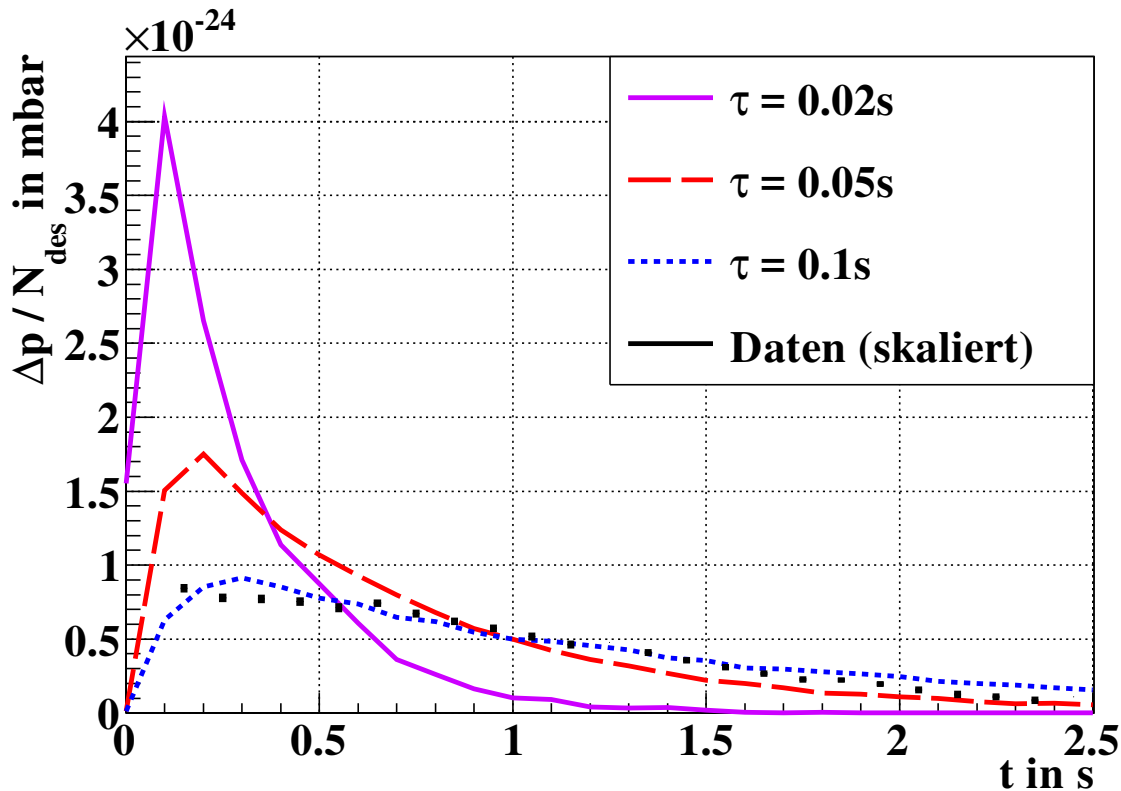
$$\Delta t = 0,1 \text{ s}, \quad (6.4)$$

was der Datenaufnahmerate des Elektrometers (siehe Abschnitt 5.3.3) entspricht. Um Berechnungsartefakte zu vermeiden, sollte  $\Delta t$  stets ein ganzzahliges Vielfaches von  $\tau$  sein, damit in jedem Berechnungsintervall die gleiche Anzahl Adsorptions/Desorptionszyklen vorkommen. Es muss also gelten:

$$n \cdot \tau = 0,1 \text{ s} \quad \text{mit} \quad n \in \mathbb{N}. \quad (6.5)$$

Um einen Vergleich mit Messwerten vornehmen zu können, muss der Druck an der Position der Messröhre zeitaufgelöst im Rahmen der Simulation bestimmt werden. Dazu wurden dort zwei, sich rechtwinklig in ihrer Längsachse kreuzende, rechteckige Flächen eingefügt, um die Röhre zu modellieren. Dieses Konstrukt hat einen Querschnitt, der dem zylindrischen Drahtkäfig des Extraktors ähnelt. Opazität und Stickingkoeffizient beider Flächen wurde auf 0 gesetzt, damit sie keinen Einfluss auf die Gasdynamik haben. Aus der Rate der durch sie hindurchtretenden Gasteilchen wurde der Druck auf beiden Flächen berechnet. Ihr Mittelwert ergibt den mit den Messwerten vergleichbaren Druck. Zuletzt ist die desorbierende Fläche, also die dem Strahl zugewandte Fläche des Targets, als solche zu definieren. Dafür wurde die Ausgasrate dieser Fläche als zeitabhängige Variable gesetzt, die zum Zeitpunkt  $t = 0 \text{ s}$  den Wert  $1 \text{ mbar l/s}$  aufweist, und ab  $t = 1 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  verschwindet. Der genaue Zahlenwert ist nicht von Belang, da alle im späteren betrachteten Druckwerte mit der theoretisch insgesamt desorbierten Gasteilchenzahl skaliert werden. Hierbei ist zwischen der Anzahl der simulierten Gasteilchen und der Anzahl der sich aus den Ausgasraten ergebenden, desorbierten Gasteilchen zu unterscheiden. Der Erstere ist ein Wert, der im Laufe der Berechnung ansteigt und

eine simulationsinterne Variable darstellt, während der Letztere bereits bei Simulationsbeginn festliegt, und der Anzahl der tatsächlich desorbierten Teilchen entspräche, würde man die Simulation als Experiment realisieren. Für die Skalierung ist Letztere zu verwenden.



**Abbildung 6.2.:** Molflow-Simulation des durch ein Desorptionseignis im Kryokollimatorteststand aus [18] messbaren Desorptionspeaks bei verschiedenen Verweildauern  $\tau$  mit dem Stickingkoeffizient  $S = 1$ . Zum Vergleich sind entsprechend herunterskalierte Messdaten eingezeichnet. Man erkennt, dass von den simulierten Kurven diejenige mit  $\tau = 0,1\text{s}$  am besten an die Messdaten passt.

Abb. 6.2 zeigt das Ergebnis dieses Prozesses für den Kryokollimatorteststand aus [18]. Man sieht die für verschiedene Werte von  $\tau$  simulierten Desorptionspeaks in Form von Druckabweichungen vom Gleichgewichtsdruck  $\Delta p$ , skaliert mit der Gesamtzahl der desorbierten Teilchen. Da in diesem Aufbau die simulierte Kammer mit verflüssigtem Helium gekühlt wurde, kann generell ein Stickingkoeffizient  $S = 1$  für alle Flächen mit Ausnahme des den Extraktor umgebenden Schildes angenommen werden [24]. Dieser befindet sich auf einer höheren Temperatur, daher wurde ihm  $S = 0$  zugewiesen. Die Verweildauern beziehen sich ebenfalls auf diesen Schild. Das Ergebnis einer Simulation ist der zeitliche Verlauf des auf  $N_{\text{des}}$  normierten Druckes am Ort der Messröhre. Um die Messdaten mit diesem Druckverlauf vergleichen zu können, müssen sie entsprechend

---

herunterskaliert werden. Der Gasdynamikfaktor  $\Delta p/N_{\text{des}}$  ist in dieser Darstellung der größte Y-Wert des Graphen, der die Daten am Besten reproduziert. In diesem Falle ist dies der Graph für die Simulation mit  $\tau = 0,1 \text{ s}$  mit einem Gasdynamikfaktor von

$$\left. \frac{\Delta p}{N_{\text{des}}} \right|_{\tau=0,1 \text{ s}} = 9,141 \cdot 10^{-25} \text{ mbar.} \quad (6.6)$$

Weiterhin erkennt man den Einfluss von  $\tau$  auf die Form des Desorptionspeaks. Mit steigender Verweildauer wird der Peak deutlich auf der Zeitachse gestreckt.

Derselbe Prozess wurde für den Desorptionsmessstand in beiden Konfigurationen, sowohl für Raumtemperatur, als auch unter kryogenen Bedingungen, durchgeführt. Das Vorgehen für die Auswertung der Messungen mit kryogenem Target war analog zur oben beschriebenen Behandlung des Kryokollimatorteststandes. Abb. 6.3 auf der nächsten Seite zeigt einen Vergleich der simulierten Desorptionspeaks mit den gemessenen Druckverläufen. Die beste Annäherung an die Daten ergibt sich bei der Haftwahrscheinlichkeit  $S = 1$  und der Verweildauer  $\tau = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ . Diese Werte wurden ebenfalls für den Konfiguration von 2014 verwendet, da der kryogene Teil des Aufbaus nahezu unverändert übernommen wurde. Bei Raumtemperatur wurde jeweils  $S = 0$  und  $\tau = 0 \text{ s}$  angenommen, was zu kleineren Werten von  $f$ , also einer Annäherung an die ideale Gasgleichung führt. Eine Zusammenfassung der Gasdynamikfaktoren, sowie der Korrekturfaktoren  $f$  findet sich in Tab. 6.1 auf Seite 62. Es fällt auf, dass  $f$  für den Kollimatorteststand aus [18] um mehr als eine Größenordnung höher ausfällt, als für die anderen betrachteten Desorptionsmessstände. Dies erklärt sich durch die kryogenen Außenwände des Kollimatorteststandes, deren hohes Saugvermögen lediglich in der Molflow-Simulation berücksichtigt werden.

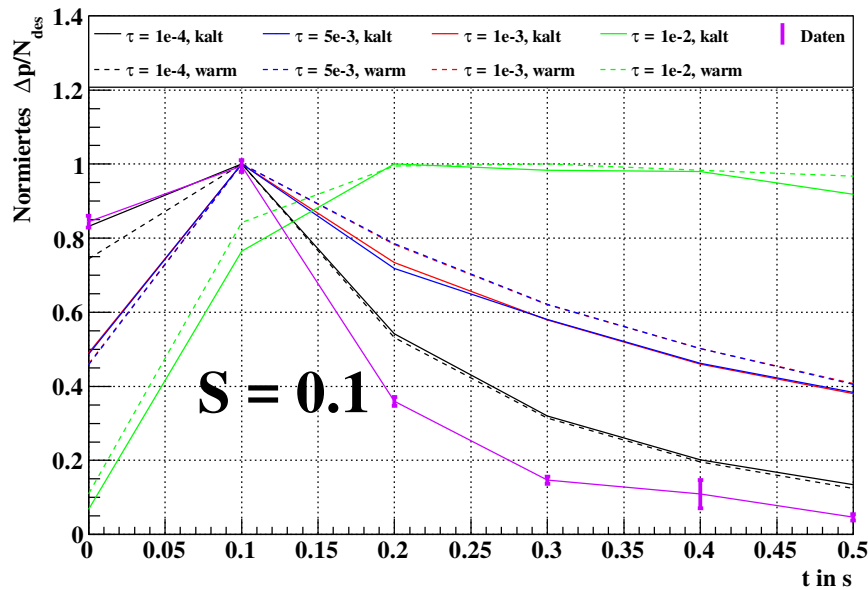
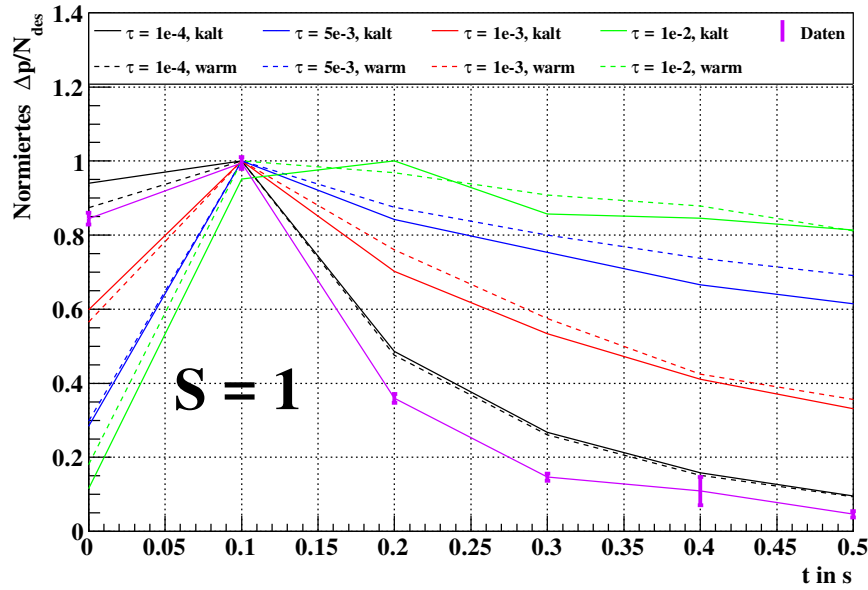
Weitere Erkenntnisse über den Einfluss von  $S$  und  $\tau$  lassen sich Abb. 6.4 auf Seite 61 entnehmen. Auch hier zeigt sich, dass sich bei stärkerer Verletzung der idealen Näherung, also bei steigendem  $S$  und  $\tau$ , der ermittelte Gasdynamikfaktor bis auf eine Ausnahme stets von der idealen Lösung entfernt. Außerdem ist er für den Aufbau von 2014 immer größer, was auf das im Zuge des Umbaus vergrößerte diagnostische Volumen zurückgeführt werden kann. Auch der Einfluss des Ortes der desorbierenden Fläche wird deutlich, da sich der Gasdynamikfaktor bei Desorption von der Targetleiter anstatt vom Kryotarget bei ansonsten gleichbleibenden Bedingungen um fast ein Viertel verringert. Auch dieser Effekt wird bei der Berechnung mit der idealen Gasgleichung vernachlässigt.

---

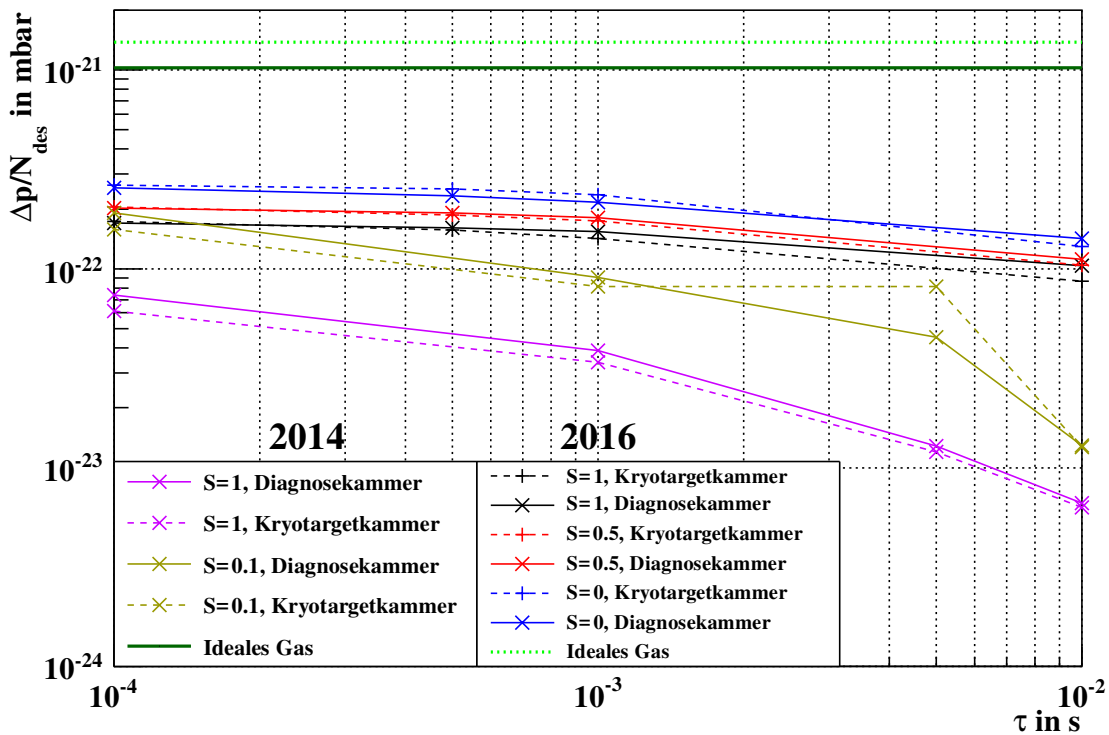
### 6.3 Fehlerbetrachtung

---

Da die oben vorgestellte Methode zur Verbesserung der Auswertung von Single-Shot-Desorptionsmessungen eine der Neuheiten dieser Arbeit ist, ist die dafür durchgeführte



**Abbildung 6.3.:** Mit Molflow simulierter zeitlicher Verlauf des durch ein Desorptionser-  
eignis vom Kryotarget im Desorptionsmesstand in der Konfiguration  
von 2016 messbaren Druckverlaufs bei verschiedenen Verweildauern  $\tau$   
mit den Stickingkoeffizienten  $S = 1$  und  $S = 0,1$ . „warm“ und „kalt“  
bezeichnen den Ort der Druckmessung: Sowohl im Doppelrohrkreuz  
mit dem warmen, als auch Doppelrohrkreuz mit dem kalten Target  
wurden Extraktorröhren eingebaut (siehe Abschnitt 5.3). Zum Vergleich  
sind außerdem entsprechend herunterskalierte Messdaten, die mit dem  
Extraktor im warmen Kreuz aufgenommen wurden, eingezeichnet. Die  
Parameterkombination  $S = 1$ ,  $\tau = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  gibt die Daten am besten  
wieder.



**Abbildung 6.4.:** Übersicht über die Gasdynamikfaktoren der Desorptionsmessstände in den Konfigurationen von 2014 und 2016 in Abhängigkeit von der Haftwahrscheinlichkeit  $S$ , der Verweildauer  $\tau$  und dem Ort der Druckmessung. Zum Vergleich wurden zusätzlich die sich aus der idealen Gasgleichung ergebenden Gasdynamikfaktoren eingezeichnet.

	$T$	$\frac{\Delta p}{N_{\text{des}}} _{\text{id}}$ in mbar	$\frac{\Delta p}{N_{\text{des}}} _{\text{MF}}$ in mbar	$f$
Kollimatorteststand aus [18]	Kryo	$6,903 \cdot 10^{-22}$	$9,141 \cdot 10^{-25}$	(755,2)
Aufbau von 2014	RT	$1,378 \cdot 10^{-21}$	$2,815 \cdot 10^{-22}$	4,9
	Kryo	$1,378 \cdot 10^{-21}$	$1,7 \cdot 10^{-22}$	8,1
Aufbau von 2016, Kryotarget	RT	$1,028 \cdot 10^{-21}$	$5,664 \cdot 10^{-22}$	1,8
	Kryo	$1,028 \cdot 10^{-21}$	$7,372 \cdot 10^{-23}$	14,0
Aufbau von 2016, Targetleiter	Kryo	$1,028 \cdot 10^{-21}$	$4,366 \cdot 10^{-22}$	2,4

**Tabelle 6.1.:** Übersicht über die aus der idealen Gasgleichung nach Glg. (6.2) auf Seite 53 berechneten  $\Delta p/N_{\text{des}}|_{\text{id}}$  und mit Molflow simulierten Gasdynamikfaktoren  $\Delta p/N_{\text{des}}|_{\text{MF}}$ , sowie die Korrekturfaktoren  $f$  für verschiedene Messstände und Kryotargettemperaturen  $T$ . Mit diesen kann ein zuvor mit Glg. (5.7) auf Seite 36 errechnetes  $\eta$  multipliziert werden, um zu demselben Ergebnis wie bei einer Rechnung mit  $\Delta p/N_{\text{des}}|_{\text{MF}}$  zu gelangen. Es wurde bei den Aufbauten von 2014 und 2016 von  $T = 300$  K ausgegangen, da keine Sichtlinie zwischen Kryotarget und Extraktor besteht, und die Gasteilchen daher bei der Messung durch Wandstöße auf Raumtemperatur gebracht wurden. Beim Kollimatorteststand besteht allerdings diese Sichtverbindung, weswegen es sinnvoller ist, als Gastemperatur die Targettemperatur anzunehmen. Hier wurde für  $\Delta p/N_{\text{des}}|_{\text{id}}$  exemplarisch  $T = 10$  K angenommen, daher kann das für diesen Fall berechnete  $f$  nur als Richtwert verwendet werden.



Fehlerrechnung ebenfalls von besonderer Bedeutung. Dafür wird hier die Gaußsche Fehlerfortpflanzung verwendet, mit welcher der Fehler  $\Delta Y$  einer von den fehlerbehafteten Größen  $X_1$  bis  $X_n$  abhängigen Größe  $Y(X_1, \dots, X_n)$  wie folgt berechnet werden kann [31, Kap. 31.2.1.3]:

$$\Delta Y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial Y}{\partial X_i} \Delta X_i \right)^2}. \quad (6.7)$$

Um dies auf den vorliegenden Fall anwenden zu können, muss eine Gleichung gefunden werden, die  $\eta$  in Abhängigkeit zu allen fehlerbehafteten Ausgangsgrößen setzt. Dazu geht man von Glg. (6.1) auf Seite 53 aus und führt  $G$  als Symbol für den Gasdynamikfaktor ein:

$$\eta = \frac{\Delta p}{GN_{\text{beam}}}. \quad (6.8)$$

Der gemessene Druck  $p$  wird aus dem Extraktorstrom  $I$  und dem Umrechnungsfaktor  $k$  ermittelt. Mit dem in Abschnitt 6.1 beschriebenen Untergrundpolynom  $p_b$  kann daraus die Peakhöhe<sup>2</sup>  $\Delta p$  ermittelt. Diese Zusammenhänge lassen sich durch die Gleichungen

$$\Delta p = p - p_b \quad \text{und} \quad p = Ik \quad (6.9)$$

ausdrücken. Mittels Einsetzen erhält man die gesuchte Gleichung

$$\eta = \frac{Ik - p_b}{GN_{\text{beam}}}. \quad (6.10)$$

Die Fehler der in dieser Gleichung vorkommenden Größen lassen sich zwei Kategorien einteilen:

- *Systematische Fehler* sind durch den Aufbau, das Messprinzip oder die Auswertung bedingte Fehler, die für alle gemessenen Werte gleich sind. Sie können zwar nicht durch Wiederholung des Versuchs vermindert werden, beeinträchtigen aber unter Umständen eine Vergleichbarkeit der fehlerbehafteten Messreihen untereinander nicht. Im vorliegenden Fall sollen verschiedene Proben nach ihrem Desorptionsverhalten bewertet werden und so entsprechend ihrer Eignung als Kollimatormaterial verglichen werden. Der systematische Fehler hat keine Auswirkungen auf diese  $\eta$ -Hierarchie.
- *Statistische Fehler* hingegen variieren von Messung zu Messung. Sie stellen eine Streuung um den „wahren Wert“ dar und können durchaus die  $\eta$ -Hierarchie beeinflussen. Sie können durch Wiederholung der Messung und Bildung des Mittelwertes vermindert werden.

<sup>2</sup>  $\Delta p$  ist hier nicht der Fehler von  $p$ . Die Notation wird aus Konsistenzgründen zum Rest der Arbeit verwendet.

Im Folgenden wird Glg. (6.10) auf der vorherigen Seite auf beide Fehlertypen untersucht, um die Qualität der im folgenden Kapitel vorgestellten Ergebnisse einschätzen zu können. Dabei werden die systematischen Fehler von  $I$  und  $p_b$  nicht berücksichtigt. Die Kalibrierung des zur Messung von  $I$  verwendeten Elektrometers erscheint genau genug, um insbesondere neben einem systematischen Fehler von  $G$  vernachlässigbar zu sein. Der Wert  $p_b$  wird mittels eines Fitprozesses bestimmt, bei dem keine systematische Abweichung zu erwarten ist. Weiterhin wird ein verschwindender statistischer Fehler bei  $G$  und  $k$  angenommen, da beides Faktoren sind, die sich während des Experimentes nicht verändern.

Bei der Gewichtung des Einflusses der jeweils verbleibenden fehlerbehafteten Größen bietet sich der Übersicht halber eine tabellarische Darstellung an. Diese ist für den systematischen Fehler in Tab. 6.2 und für den statistischen Fehler in Tab. 6.3 auf Seite 66 zu finden. Anhand ihnen wird im folgenden Abschnitt die Herkunft der für die Einzelfehler gewählten Werte diskutiert und eine Abschätzung des resultierenden Fehlers für  $\eta$  durchgeführt.

### 6.3.1 Systematischer Fehler

Fehlerbehaftete Größe	$X$	$\frac{\partial \eta}{\partial X}$	$\Delta X$	$\left(\frac{\partial \eta}{\partial X} \Delta X\right)^2$
Gasdynamikfaktor	$G$	$-\frac{Ik-p_b}{G^2 N_{\text{beam}}}$	$\frac{G}{2}$	$\frac{1}{4} \left(\frac{Ik-p_b}{GN_{\text{beam}}}\right)^2$
Extraktorkalibrierung	$k$	$\frac{I}{GN_{\text{beam}}}$	$\frac{k}{10}$	$\frac{1}{100} \left(\frac{Ik}{GN_{\text{beam}}}\right)^2$
Teilchenzahl	$N_{\text{beam}}$	$-\frac{Ik-p_b}{GN_{\text{beam}}^2}$	$\frac{N_{\text{beam}}}{20}$	$\frac{1}{400} \left(\frac{Ik-p_b}{GN_{\text{beam}}}\right)^2$

**Tabelle 6.2.:** Tabellarische Übersicht über den systematischen Fehler von  $\eta$  nach Glg. (6.10) auf der vorherigen Seite und Glg. (6.7) auf der vorherigen Seite.  $X$  ist hier mit der in der jeweiligen Zeile betrachteten fehlerbehafteten Größe zu ersetzen. In der letzten Spalte stehen die Beiträge dieser Größen zum Gesamtfehler nach Glg. (6.7). Die Zeilen mit den dominanten Beiträgen sind grau unterlegt.

Für  $N_{\text{beam}}$  erscheint ein systematischer Fehler von 5% des Messwertes angemessen [63]. In den Quotienten  $k$  zwischen Extraktorstrom  $I$  und daraus bestimmtem Druck  $p$  geht nicht nur der auf zwei Nachkommastellen vom Hersteller angegebene Extraktorkalibrierfaktor, sondern auch der Filamentstrom ein. (Die Funktionsweise eines Extraktors ist in Abschnitt 2.4 beschrieben.) Da außerdem die Kalibrierung der verwendeten Messröhre bereits einige Zeit zurückliegt, werden hier 10% des Messwertes als Fehler angenommen. Am schwierigsten ist die Abweichung von  $G$  abzuschätzen, da hier keine vorherigen Erfahrungen zu seiner Bestimmung und dem dabei zu erwartenden Fehler

vorliegen. Wie in Abschnitt 6.2 beschrieben wurden bei der Erstellung des Molflow-Modells einige Vereinfachungen durchgeführt, gleichzeitig passt der resultierende, simulierte Druckverlauf allerdings gut an den gemessenen Desorptionspeak. Es wurde daher ein Fehler von 50% des jeweils verwendeten Wertes angenommen. Die Summanden in Glg. (6.7) auf Seite 63, aus denen sich der Gesamtfehler zusammensetzt sind in der letzten Tabellenspalte aufgeführt. Mit ihrer Hilfe ist eine Abschätzung sowohl über die Einflüsse der Einzelfehler, als auch die Größenordnung des Gesamtfehlers möglich.

Vergleicht man den Einfluss der Fehler von  $G$  und  $N_{\text{beam}}$  erkennt man, dass sie sich um den Faktor 100 unterscheiden, daher kann der Fehler von  $N_{\text{beam}}$  vernachlässigt werden. Um einen Vergleich mit dem Einfluss von  $k$  zu ermöglichen, bietet sich eine Fallunterscheidung entsprechend der SNR an, wobei

$$\text{SNR} = \frac{Ik - p_b}{p_b} \quad (6.11)$$

gilt. Dies lässt sich in die im Folgenden besser verwendbare Gleichung

$$Ik = (\text{SNR} + 1)p_b \quad (6.12)$$

umformen. Einsetzen in die letzte Spalte aus Tab. 6.2 auf der vorherigen Seite ergibt

$$\left( \frac{\partial \eta}{\partial G} \Delta G \right)^2 = \frac{\text{SNR}^2}{4} \cdot \left( \frac{p_b}{GN_{\text{beam}}} \right)^2, \quad (6.13)$$

$$\left( \frac{\partial \eta}{\partial k} \Delta k \right)^2 = \frac{(\text{SNR} + 1)^2}{100} \cdot \left( \frac{p_b}{GN_{\text{beam}}} \right)^2 \text{ und} \quad (6.14)$$

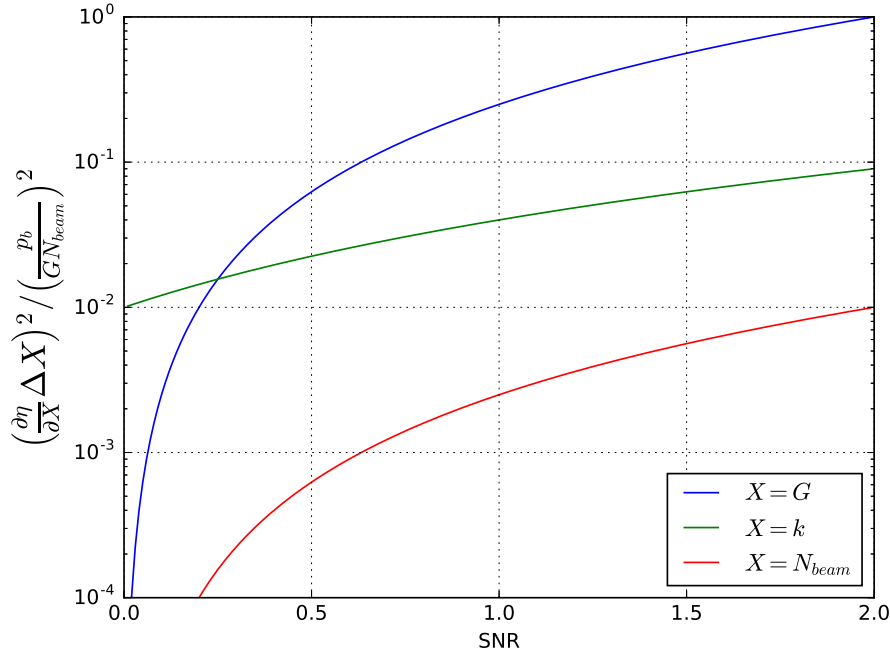
$$\left( \frac{\partial \eta}{\partial N_{\text{beam}}} \Delta k \right)^2 = \frac{\text{SNR}^2}{400} \cdot \left( \frac{p_b}{GN_{\text{beam}}} \right)^2. \quad (6.15)$$

Es wird deutlich, dass  $\Delta \eta_{\text{stat}}$  bei  $\text{SNR} < 0,25$  durch  $\Delta k$ , bei  $\text{SNR} > 0,25$  durch  $\Delta G$  dominiert wird. Abb. 6.5 auf der nächsten Seite stellt dies grafisch dar, indem die Vorfaktoren aus Glg. (6.13) gegen die SNR aufgetragen werden.

Für den Fall hoher SNR ergibt sich somit durch Vergleich von  $(\partial \eta / \partial G) \Delta G$  mit Glg. (6.10) auf Seite 63

$$\boxed{\Delta \eta_{\text{syst}} = \frac{\eta}{2}}, \quad (6.16)$$

für den Fall niedriger SNR lässt sich kein so einfacher Zusammenhang finden, man kann jedoch sagen, dass der Fehler mit sinkender SNR ansteigt. In diesem Bereich gestaltet sich die Messung allerdings ohnehin zunehmend schwieriger. Es sei noch angemerkt, dass die Grenze bei  $\text{SNR} = 0,25$  von  $\Delta G$  und  $\Delta k$  abhängig ist und sich durch Modifikation der hier getroffenen Abschätzungen verschieben kann.



**Abbildung 6.5.:** Veranschaulichung des Anteils von  $\Delta G$ ,  $\Delta k$  und  $\Delta N_{\text{beam}}$  an  $\Delta \eta_{\text{syst}}$ . Aufgetragen sind die zum Vergleich relevanten Vorfaktoren aus Glg. (6.13) auf der vorherigen Seite und Tab. 6.2 auf Seite 64 gegen die SNR. Ersetzt man das  $X$  in der Y-Achsenbeschriftung durch die jeweils in der Legende angegebene Größe, ergibt sich die entsprechende Kurve.

Fehlerbehaftete Größe	$X$	$\frac{\partial \eta}{\partial X}$	$\Delta X$	$\left(\frac{\partial \eta}{\partial X} \Delta X\right)^2$
Teilchenzahl	$N_{\text{beam}}$	$-\frac{Ik-p_b}{GN_{\text{beam}}^2}$	$\frac{N_{\text{beam}}}{20}$	$\frac{1}{400} \left(\frac{Ik-p_b}{GN_{\text{beam}}}\right)^2$
Extraktorstrom	$I$	$\frac{k}{GN_{\text{beam}}}$	$\frac{I}{100}$	$\frac{1}{10000} \left(\frac{Ik}{GN_{\text{beam}}}\right)^2$
Untergrundpolynom	$p_b$	$\frac{1}{GN_{\text{beam}}}$	$\frac{p_b}{100}$	$\frac{1}{10000} \left(\frac{p_b}{GN_{\text{beam}}}\right)^2$

**Tabelle 6.3.:** Tabellarische Übersicht über den statistischen Fehler von  $\eta$  nach Glg. (6.10) auf Seite 63 und Glg. (6.7).  $X$  ist hier mit der in der jeweiligen Zeile betrachteten fehlerbehafteten Größe zu ersetzen. In der letzten Spalte stehen die Beiträge dieser Größen zum Gesamtfehler nach Glg. (6.7). Die Zeilen mit den dominanten Beiträgen sind grau unterlegt.

---

### 6.3.2 Statistischer Fehler

---

Beim statistischen Fehler ergibt sich ein anderes Bild. Auch hier wurde nach Rücksprache mit der für den Strahltransformator zuständigen Fachabteilung der GSI eine Abweichung von 5% des Messwertes angesetzt [63]. Da die Bestimmung von  $I$  mit einem dafür vorgesehenen und kalibrierten Präzisionsmessgerät durchgeführt wurde, wird hier nur ein Fehler von 1% angenommen. Dieser Wert wurde ebenso für  $\Delta p_b$  verwendet, da es sich um die Ungenauigkeit eines sehr robusten Fits handelt.

Auch hier bietet sich analog zur Betrachtung des systematischen Fehlers eine Fallunterscheidung nach SNR an. Für die Anteile am Gesamtfehler findet man

$$\left( \frac{\partial \eta}{\partial N_b} \Delta N_b \right)^2 = \frac{\text{SNR}^2}{400} \left( \frac{Ik - p_b}{GN_{\text{beam}}} \right)^2, \quad (6.17)$$

$$\left( \frac{\partial \eta}{\partial I} \Delta I \right)^2 = \frac{(\text{SNR} + 1)^2}{10000} \left( \frac{Ik - p_b}{GN_{\text{beam}}} \right)^2 \quad \text{und} \quad (6.18)$$

$$\left( \frac{\partial \eta}{\partial p_b} \Delta p_b \right)^2 = \frac{1}{10000} \left( \frac{Ik - p_b}{GN_{\text{beam}}} \right)^2. \quad (6.19)$$

Auch hier ist eine grafische Darstellung der verschiedenen Vorfaktoren, die in Abb. 6.6 auf der nächsten Seite zu finden ist, zur Beurteilung des Sachverhalts von Nutzen.

Dabei ergibt sich eine ähnliche Situation wie bei der Untersuchung des systematischen Fehlers. Der Einfluss einer Größe, in diesem Fall  $\Delta p_b$ , tritt vollständig in den Hintergrund, während die Aufschlüsselung nach SNR eine Aussage darüber erlaubt, welche der beiden verbleibenden Größen,  $\Delta N_{\text{beam}}$  und  $\Delta I$ , dominiert. Oberhalb der Grenze bei einer SNR von 0,25 ergibt sich dabei ein systematischer Fehler von

$$\boxed{\Delta \eta_{\text{stat}} = \frac{\eta}{20}}. \quad (6.20)$$

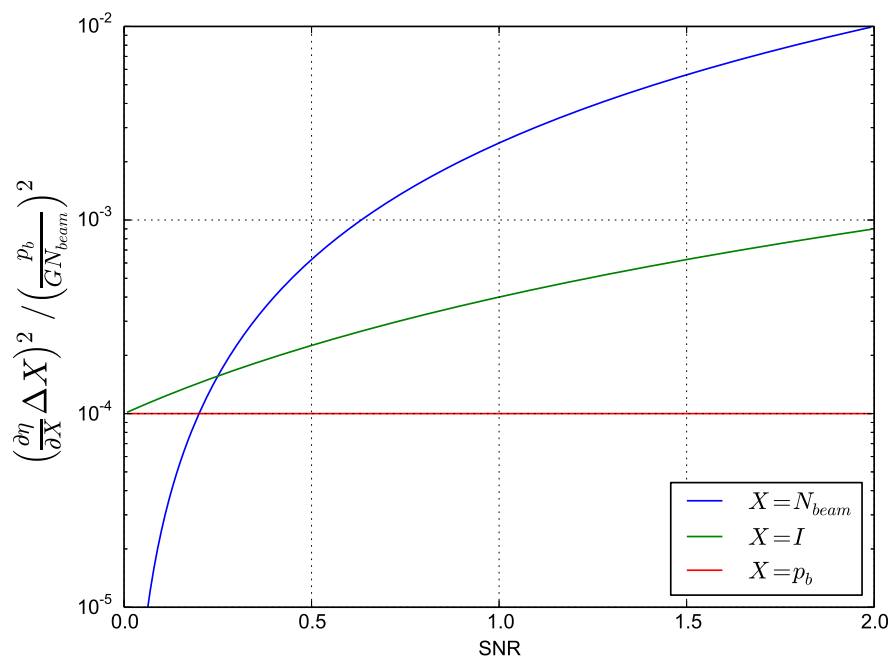
In diesem Bereich dominiert  $\Delta N_{\text{beam}}$ . Für  $\text{SNR} < 0,25$  hingegen wird der Fehler im Wesentlichen durch  $\Delta I$  bestimmt, und es lässt sich keine so einfache Aussage wie Glg. (6.20) treffen, bis auf dass der Fehler mit sinkender SNR ansteigt.

---

### 6.3.3 Anwendung auf die Messdaten

---

Leider wurde bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen selten eine  $\text{SNR} > 0,25$  erreicht. Stattdessen lag sie maximal bei 0,2. Einzige Ausnahme bildet die Nickelstrahlzeit, in der aufgrund der thermisch bedingten hohen Oberflächenbelegungen SNRs im Bereich von 4 erreicht wurden. Daher können die oben beschriebenen



**Abbildung 6.6.:** Veranschaulichung des Anteils von  $\Delta N_{beam}$ ,  $\Delta I$  und  $\Delta p_b$  an  $\Delta \eta_{stat}$ . Aufgetragen sind die zum Vergleich relevanten Vorfaktoren aus Glg. (6.17) auf der vorherigen Seite gegen die SNR. Ersetzt man das  $X$  in der Y-Achsenbeschriftung durch die jeweils in der Legende angegebene Größe, ergibt sich die entsprechende Kurve.

---

Vereinfachungen hier nicht pauschal angewendet werden. Dies mindert jedoch nicht ihren potentiellen Nutzen für zukünftige Experimente, weswegen sie trotzdem hier Erwähnung finden.

Für diese Arbeit hingegen wurde zunächst der statistische Fehler jedes Messpunktes ausgerechnet, indem die rechte Spalte von Tab. 6.3 auf Seite 66 in Glg. (6.7) auf Seite 63 eingesetzt wurde. Falls mehrere Messwerte zu einem Bin mit dem Mittelwert  $\bar{X} = 1/n \sum_{i=0}^n X_n$  zusammengefasst wurden, ist zunächst zur Errechnung des Fehler Glg. (6.7) auf Seite 63 verwendet worden. Die dabei entstehenden Fehlerbalken sind allerdings kaum sichtbar, was darauf hindeutet, dass die Streuung der Messwerte eine von einem anderen Effekt dominiert wird. Ein wahrscheinlicher Ursache hierfür liegt in der Samplingrate der Druckmessung und einer unvermeidbaren Schwankung des Zeitnullpunktes begründet. Da die Druckmessanordnung stets über ein Zeitintervall mittelt, um einen Messpunkt zu bestimmen und der Desorptionspeak sehr scharf begrenzt ist (siehe Abb. 5.2 auf Seite 35), kann durch Verschiebung der Mittelungsintervalle die gemessene Peakhöhe variieren. Liegt beispielsweise das Maximum des Desorptionspeaks im Zentrum eines Mittelungsintervalls, wird für dieses ein deutlich höherer Druck gemessen, als wenn das Maximum genau auf der Grenze zwischen zwei Intervallen liegt.

Aus diesem Grund wurde bei den gebinnnten Abbildungen der Standardfehler als Unsicherheit des jeweiligen Bins verwendet.

---

## 7 Ergebnisse

---

Dieses Kapitel befasst sich mit den Ergebnissen der beschriebenen Experimente. Es handelt sich dabei hauptsächlich um Diskussionen der Desorptionsausbeuten  $\eta$  in Abhängigkeit von Strahlenergie, Targetmaterial, Targetoberfläche, Temperatur und Oberflächenbelegung. Der Hauptteil der Ergebnisse wurde aus Experimenten mit dem kalten Target aus den Strahlzeiten von 2014 und 2016 gewonnen. Diese sind in Abschnitt 7.1 zu finden. Zusätzlich wurden 16 Raumtemperaturtargets in der Strahlzeit von 2016 vermessen. Diese Resultate werden in Abschnitt 7.2 diskutiert. In dieser Strahlzeit wurde außerdem mittels eines dafür entwickelten Strommessaufbaus die durch den Strahl selbst und austretende Sekundärteilchen auf dem Target deponierte Ladung bestimmt. Durch Messung des Kollimatorstroms soll im SIS100 eine Echtzeitstrahlverlustmessung durchgeführt werden, zu deren korrekter Kalibrierung diese Ergebnisse beitragen sollen. Zuletzt werden in Abschnitt 7.4 basierend auf den im Rahmen dieser Arbeit gewonnen Erkenntnissen einige konkrete Handlungsempfehlungen für den Betrieb des SIS100 formuliert.

---

### 7.1 Kalte Targets

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die drei in Abschnitt 5.3.2 beschriebenen Kryotargets nach der in Abschnitt 5.4 dargestellten Methode vermessen. Dies fand, wie in Tab. 5.2 auf Seite 52 zusammengefasst, in Strahlzeiten mit insgesamt 4 Ionenspezies statt. Eine Übersicht über die Energieabhängigkeit von  $\eta$  für alle kryogenen Messungen ist in Abb. 7.6 auf Seite 78 zu sehen. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse werden im folgenden chronologisch und nach Strahlion geordnet besprochen.

---

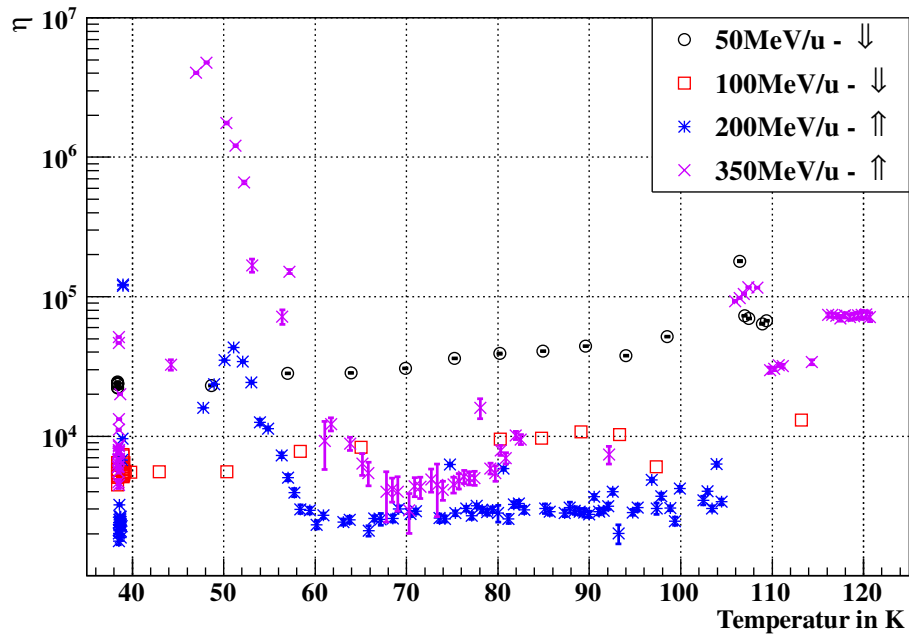
#### 7.1.1 Erste Uranstrahlzeit (28.02. - 09.03.2014)

---

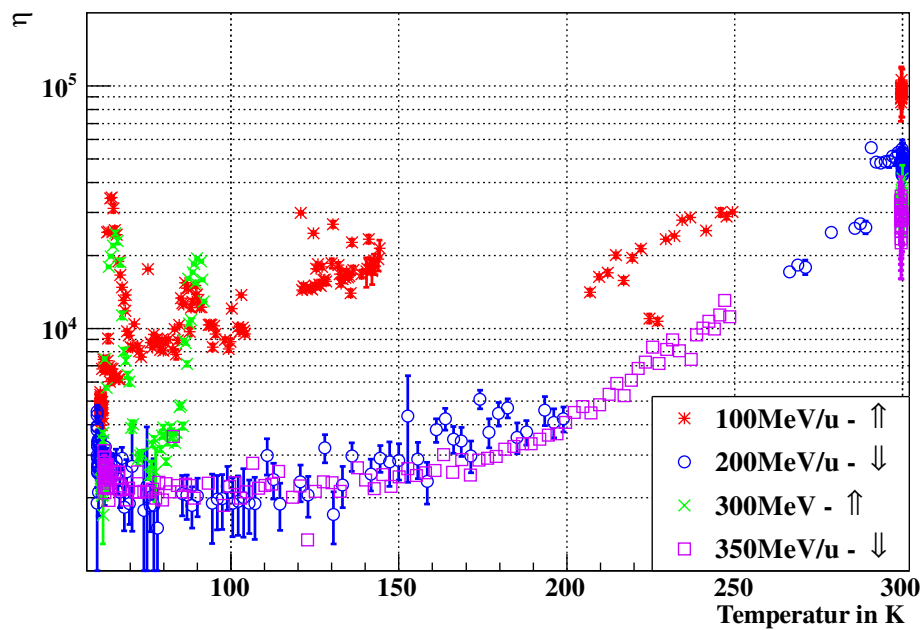
Im Rahmen dieser Strahlzeit wurden zum ersten Mal Experimente mit Strahl im oben beschriebenen Aufbau durchgeführt. Dabei wurden der Kryokollimatorkopf und das Stahltarget ohne thermischen Schild verwendet.

Abb. 7.1 auf der nächsten Seite zeigt die Ergebnisse aus den chronologisch ersten Messungen mit dem Desorptionsmesstand. Dabei wurde  $\eta$  gegen die Kryotargettemperatur  $T$  aufgetragen. Da der Aufwärmvorgang deutlich langsamer abläuft als die Abkühlung ist die Verteilung an Messpunkten bei steigendem  $T$  dichter als bei sinkendem  $T$ . In dieser Darstellung wird außerdem deutlich, dass  $\eta$  bei einem ausgeprägten Peak bei  $T \approx 50\text{ K}$  aufweist, der nur auf der ansteigenden Temperaturflanke zu beobachten ist.





(a) Kupfertarget



(b) Stahltarget

**Abbildung 7.1.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Targettemperatur  $T$  für die  $U^{73+}$ -Strahlzeit von 2014, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Die Pfeile in der Legende markieren einen auf der steigenden ( $\uparrow$ ) bzw. sinkenden ( $\downarrow$ ) Temperaturflanke gemessenen Datensatz. Zur besseren Übersicht wurden für erstere gefüllte und für letztere leere Marker verwendet. Der Peak bei  $T \approx 50$  K tritt nur bei steigender Temperatur auf!

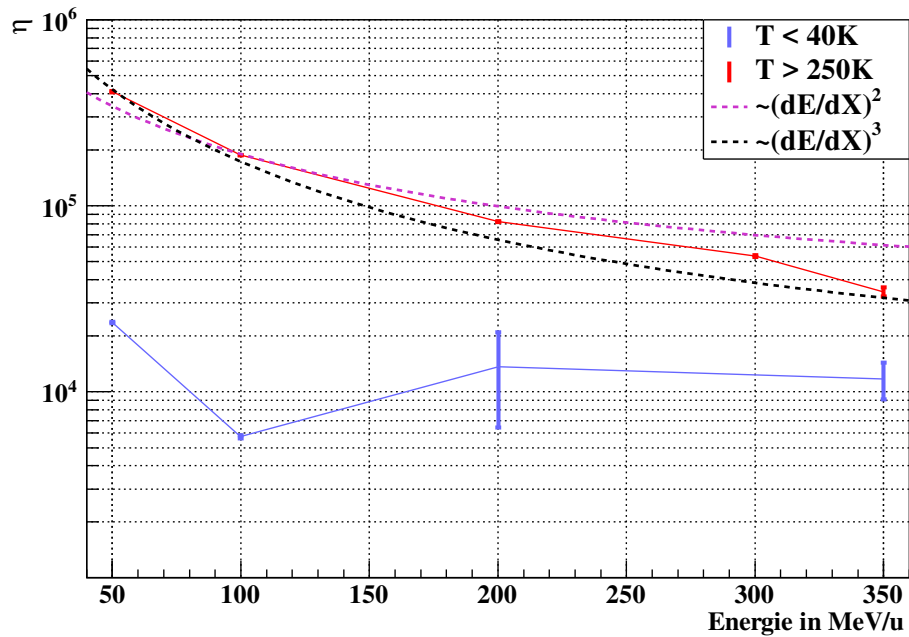
---

Vor diesem Hintergrund kommt als Ursache für den Peak nur die Konzentration an Adsorbaten auf dem Target in Frage. Diese ist beim Aufwärmvorgang höher als bei der Abkühlung, da das Target zuvor im kalten Zustand gehalten wurde. Dabei hat es als Kryopumpe fungiert, was die Oberflächenbelegung erhöht hat. Das Auftreten dieses Effektes sollte beim Betrieb des SIS100 unbedingt vermieden werden. Eine weitere Auffälligkeit sind die hohen Minimaltemperaturen. Diese sind bei späteren Messreihen deutlich niedriger, da die Fertigung des thermischen Schildes während dieser Strahlzeit noch nicht abgeschlossen war (siehe Tab. 5.2 auf Seite 52 für eine Übersicht über die Rahmenbedingungen der verschiedenen Strahlzeiten). Generell ist für ein Stahltarget bei ansonsten vergleichbaren Bedingungen eine höhere Minimaltemperatur als für ein Kupfertarget zu erwarten, da Kupfer eine höhere thermische Leitfähigkeit als Stahl aufweist (siehe Abb. 3.2 auf Seite 19), was die Lage des in Abschnitt 3 beschriebenen thermischen Gleichgewichts entsprechend verschiebt. Für das Stahltarget lässt sich außerdem ein sich über eine Größenordnung erstreckender, gradueller Anstieg von  $\eta$  mit  $T$  beobachten.

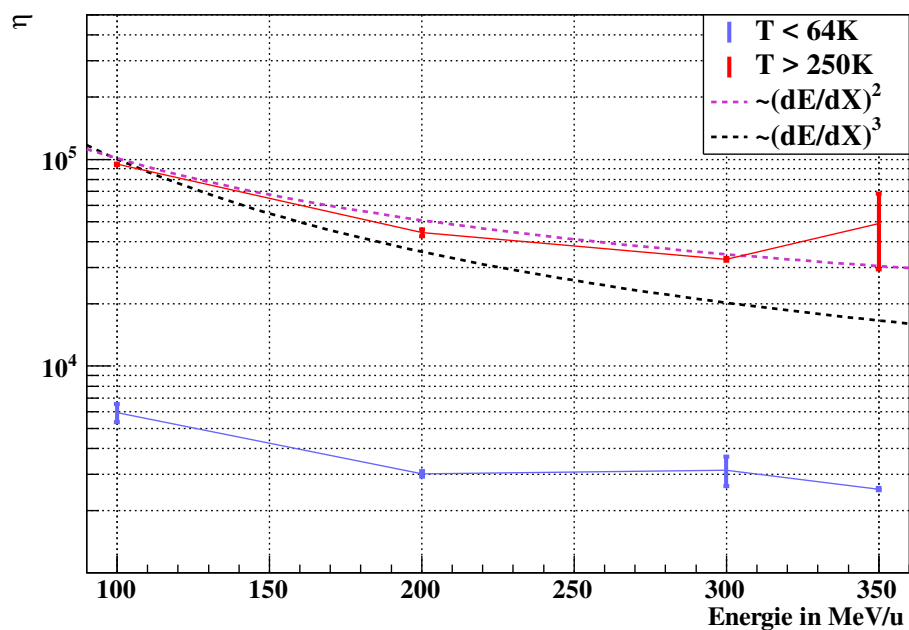
Weitere Erkenntnisse lassen sich aus einer Auftragung von  $\eta$  gegen die Strahlenergie  $E$ , wie in Abb. 7.2 auf der nächsten Seite, gewinnen. In dieser Darstellung bietet sich ein Vergleich mit dem oberflächennahen Energieverlust des Strahls  $(dE/dx)^n$  an, wie er bereits in [15, 18, 64] für andere Datensätze durchgeführt wurde (siehe Abb. 2.2 auf Seite 9). Für die Berechnung von  $dE/dx$  wurde im Rahmen dieser Arbeit der Code Atomic Interaction with Matter (ATIMA) mit dem zugehörigen Pythoninterface verwendet [65]. Der entsprechende Programmcode ist sehr kompakt und in Anhang B dokumentiert.

Ein Vergleich von Abb. 2.2 auf Seite 9 mit Abb. 7.2a auf der nächsten Seite zeigt zunächst eine Gemeinsamkeit. Die bei Raumtemperatur erhobenen Daten skalieren mit  $(dE/dx)^n$ , was bei den Messungen mit kryogenem Target nicht der Fall ist. Hier erkennt man jedoch auch schon den ersten Unterschied. Während die Raumtemperaturdaten aus Abb. 2.2 auf Seite 9 besser mit  $(dE/dx)^3$  skalieren, scheint in Abb. 7.2 auf der nächsten Seite die mit  $(dE/dx)^2$  skalierende Kurve deutlich besser zu den Daten zu passen. Dies ist besonders bemerkenswert, da beide Datensätze mit demselben Target erzeugt wurden, das nur geringfügig verändert wurde (siehe Abschnitt 5.3.2). Eine denkbare Ursache für diese Diskrepanz liegt in den stark unterschiedlichen Adsorbatbelegungsichten der Oberflächen, die sich aus der thermischen Konfiguration der Aufbauten ergibt. Im Kryokollimatorteststand aus [18] wurden die Kammerwände stets kälter als das Target gehalten, was eine Abwanderung des Adsorbats vom Target zu den Wänden begünstigt. Im in dieser Arbeit verwendeten Desorptionsmesstand hingegen ist der Kryotargetaufbau das einzige kalte Objekt in der Kammer. Im kryogenen Zustand ist hier demnach von einer deutlich höheren Adsorbatbelegung als beim Kryokollimatormesstand auszugehen.

Es ist denkbar, dass die von Oberflächenadsorbaten herrührende Desorption anders mit der Strahlenergie skaliert, als die Desorption von aus der Tiefe des Materials stammendem Gas. Des Weiteren sind hier trotz ähnlicher Verläufe die absoluten Werte von  $\eta$



(a) Target: Kollimatorkopf



(b) Target: Stahltarget

**Abbildung 7.2.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $U^{73+}$ -Strahlzeit von 2014, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen, ansonsten ist die Auftragung identisch zu Abb. D.3 auf Seite 101. Dieser Plot stellt eine Teilmenge der Daten aus Abb. 7.1 auf Seite 71 dar.

---

deutlich höher als in [18]. Dies lässt sich auf die dort verwendete Nutzung der idealen Näherung für den Gasdynamikfaktor, die insbesondere das beträchtliche Saugvermögen der kryogenen Wände vernachlässigt, zurückführen. Multipliziert man das  $\eta$  aus Abb. 2.2 auf Seite 9 mit dem Korrekturfaktor aus Tab. 6.1 auf Seite 62, verschwindet diese Diskrepanz.

Beim kaltem Kollimatorkopf tritt hingegen eine andere Skalierung zutage. Nach einem mit  $dE/dx$  konsistenten Abfallen kommt es zu einem Wiederanstieg nach einem Minimum bei ca. 200 MeV/u. Dieses Verhalten ist konsistent mit den Ergebnissen aus [18], die ein von  $dE/dx$  nicht vorhergesagtes Ansteigen von  $\eta$  mit der Energie zeigen (siehe Abb. 2.2 auf Seite 9). Der bei niedrigen Energien beobachtbare, mit  $dE/dx$  konsistente Abfall ist dort allerdings nur schwer zu erkennen und lag auch nicht im Fokus der Arbeit. Nichtsdestotrotz sind die oben erwähnten Messungen konsistent mit der Aussage, dass die bei Raumtemperatur geltende Skalierung in kryogener Umgebung nicht mehr gilt.

Bei Raumtemperatur ist in Abb. 7.2b auf der vorherigen Seite ebenfalls eine Skalierung mit  $(dE/dx)^2$  erkennbar. Die Abweichung hiervon bei kryogenem Target tritt allerdings kaum zu Tage. Dies liegt möglicherweise an der oben bereits erwähnten, vergleichsweise hohen Temperatur des Stahltargets, bei der die Messungen durchgeführt wurden.

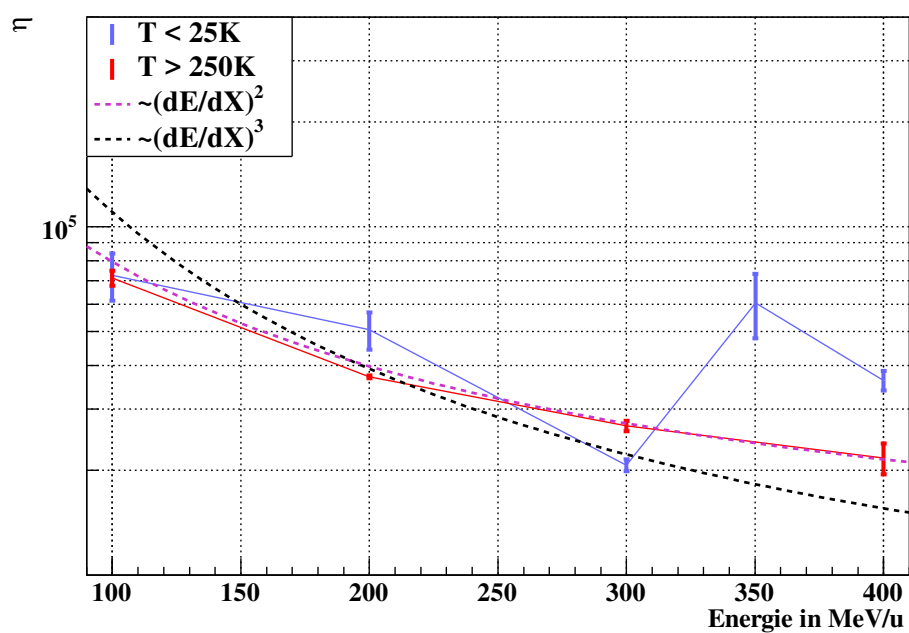
---

### 7.1.2 Bismuthstrahlzeit (29.03. - 30.03.2014)

---

In dieser Strahlzeit wurde zum ersten Mal derin Abschnitt 5.3.2 beschriebene thermische Schild verwendet. Dadurch konnte die Minimaltemperatur gegenüber der vorigen Strahlzeit gesenkt werden. Da nur vier aufeinanderfolgende Schichten zur Verfügung standen, wurde auf einen Targetwechsel verzichtet und nur der Kollimatorkopf vermessen. Aufgrund der niedrigeren Strahlintensität von unter  $2 \cdot 10^8$  Teilchen sind diese Ergebnisse im Vergleich zur Uranstrahlzeit mit einer höheren Unsicherheit behaftet.

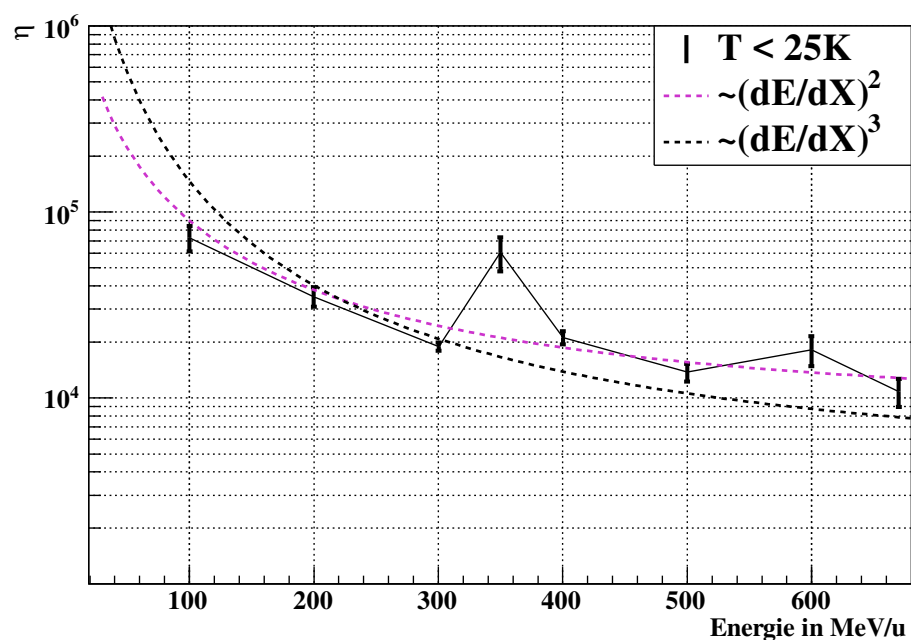
Auf das  $\eta$ - $T$ -Diagramm wurde hier verzichtet, da aus eben diesem Grund die Ergebnisse nicht aussagekräftig sind. Abb. 7.3 auf der nächsten Seite zeigt eine Auftragung von  $\eta$  gegen  $E$ . Auch hier weisen die Raumtemperaturdaten im Gegensatz zu den kryogenen Daten eine Skalierung mit  $(dE/dx)^2$  auf. Ein Unterschied liegt in den Absolutwerten von  $\eta$ , die hier sowohl bei kryogenem, als auch bei warmem Target, anders als bei der Uranstrahlzeit, in derselben Größenordnung liegen. Die Ursache hierfür ist aus zwei Gründen in der höheren Minimaltemperatur zu suchen. Zum Einen ähneln die bei warmem Target aufgenommenen Werte für  $\eta$  sehr denen aus Abb. 7.2 auf der vorherigen Seite und die Diskrepanz tritt nur bei den kryogenen Werten auf. Zum Anderen hat die bei kälterem Target erhöhte Belegungsdichte der Oberflächen mit adsorbiertem Gas einen bedeutenden Einfluss auf die Desorptionsrate. Auf diesen Effekt wird in Abschnitt 7.1.4 eingegangen.



**Abbildung 7.3.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $\text{Bi}^{68+}$ -Bestrahlung des Kollimatorkopfes von 2014, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen. Die Datenbasis ist identisch zu Abb. D.4 auf Seite 102.

### 7.1.3 Nickelstrahlzeit (24.04.2014)

Zusätzlich zur schwerioneninduzierten Desorption wurde im Rahmen dieser Strahlzeit die durch vergleichsweise leichte Nickelionen induzierte Desorption untersucht. Da hierfür lediglich 2 Schichten zur Verfügung standen, wurden im Gegensatz zum bisherigen Vorgehen keine Temperaturzyklen gefahren, sondern lediglich Messungen bei der Minimaltemperatur durchgeführt. Folglich existiert auch kein  $\eta$ - $T$ -Diagramm.

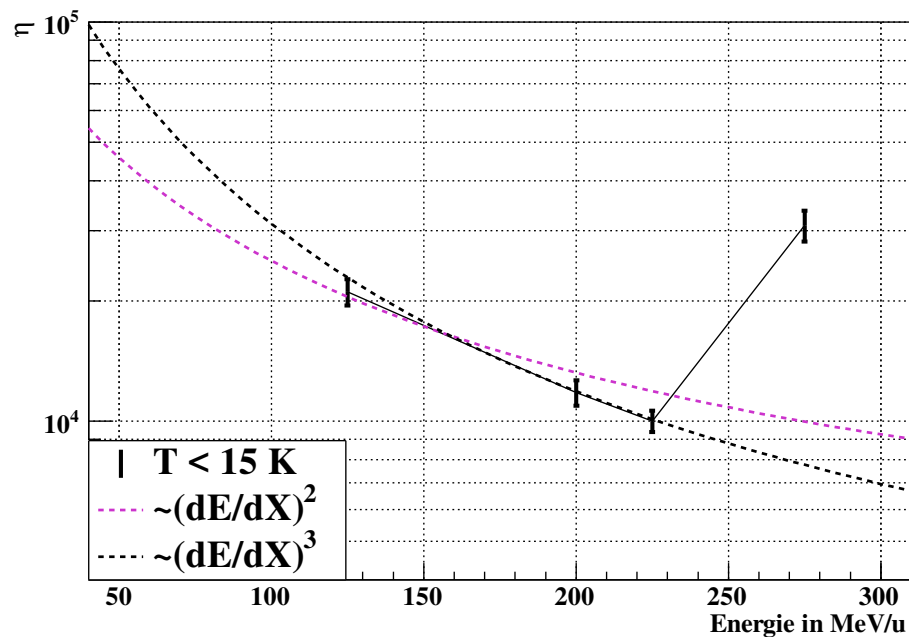


**Abbildung 7.4.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $\text{Ni}^{26+}$ -Bestrahlung des Kollimatorkopfes von 2014, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen. Die Datenbasis ist identisch zu Abb. D.5 auf Seite 103.

Das  $\eta$ - $E$ -Diagramm hingegen ist in Abb. 7.4 dargestellt. Interessanterweise skaliert  $\eta$  hier auch bei kaltem Target recht gut mit  $(dE/dx)^2$ , was besonders in der alternativen Darstellung in Abb. 7.4 zu sehen ist. Dies ist ein Hinweis, dass das Skalierungsverhalten von  $\eta$  zumindest nicht allein durch die Targettemperatur bestimmt ist. Denkbare Ursachen könnten in diesem Fall Masse oder Ladung des Strahlions sowie die hohe Oberflächenbelegung des Targets sein, die in der langen Verweilzeit auf der Minimaltemperatur begründet liegt. Letzteres ist auch ein möglicher Grund für die für ein so leichtes Ion sehr hohen Absolutwerte von  $\eta$ .

#### 7.1.4 Zweite Uranstrahlzeit (22.05. - 01.06.2016)

Diese Strahlzeit wurde mit dem auf Basis der zuvor gewonnenen Erfahrungen erweiterten und verbesserten Aufbau (siehe Abschnitt 5.3) durchgeführt. Dabei ist, wie in Tab. 6.1 auf Seite 62 sichtbar, zu berücksichtigen, dass aufgrund der veränderten Kammergeometrie ein anderer Gasdynamikfaktor als bei den vorigen Experimenten verwendet wurde. Dies ist besonders beim Vergleich der Daten mit den oben bereits vorgestellten Ergebnissen von Bedeutung. Ein weiterer Unterschied ist die um 10 e niedrigere Ladung des Strahlions. Da innerhalb von 5 Schichten sowohl die Messungen mit dem Kryotarget, als auch mit der Raumtemperatur-Targetleiter durchgeführt werden mussten, wurde auch hier aus Zeitgründen auf eine Raumtemperaturmessung mit dem Kryotarget verzichtet.

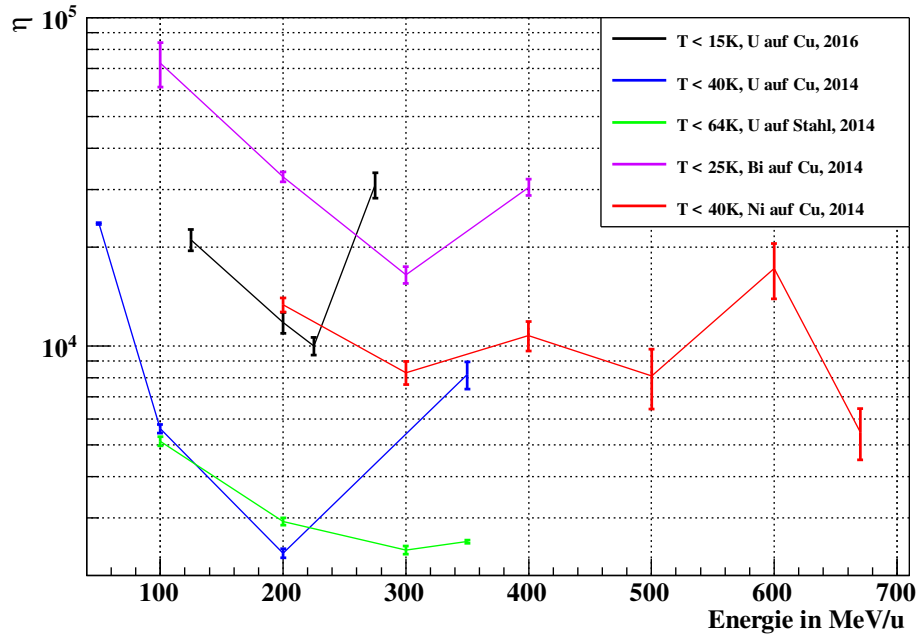


**Abbildung 7.5.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für das Kupfer-Gold-Target bei  $U^{63+}$ -Bestrahlung von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen. Die Datenbasis ist identisch zu Abb. D.6 auf Seite 104.

Dementsprechend sind im in Abb. 7.5 dargestellten  $\eta$ - $E$ -Diagramm keine Raumtemperaturdaten als Referenz vorhanden. Trotzdem ist erkennbar, dass der Verlauf der Daten im Energiebereich über ca. 200 MeV/u keiner  $dE/dx$ -Skalierung zu folgen scheint. Die Absolutwerte von  $\eta$  sind dabei im Vergleich zur ersten Uranstrahlzeit deutlich erhöht, was man auf dem Vergleichsplot in Abb. 7.6 auf der nächsten Seite gut erkennen kann.



Die Ursache dafür ist wahrscheinlich in der durch die niedrigere Minimaltemperatur bedingten höheren Belegungsrate der Targetoberfläche mit Adsorbat zu suchen.



**Abbildung 7.6.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für alle Messungen mit kryogenem Target, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen.

Der Einfluss dieser Oberflächenbelegung lässt sich ebenfalls mit dem gewonnenen Datenmaterial untersuchen. Da das Herunterkühlen mit dem Kaltkopf vor allem im niedrigen Temperaturbereich sehr zügig vonstatten geht, kann man näherungsweise davon ausgehen, dass die Oberflächenbelegungsichte bei Erreichen der Minimaltemperatur zu steigen beginnt. Eine Auftragung von  $\eta$  gegen die Zeit nach ihrem Erreichen und der Anzahl der dabei adsorbierten Monolagen kann hierüber Aufschluss geben. Zusätzlich lässt sich abschätzen, wie viele Monolagen pro Zeit auf dem Target aufwachsen. Ansatzpunkt hierfür ist die Flächenstoßrate  $j_{\text{Stoss}}$ , die die Anzahl der Kollisionen zwischen einer Fläche und den Gasteilchen pro Zeitintervall und der Größe der Fläche angibt. Sie beträgt [11, Glg. (3.487)]

$$j_{\text{Stoss}} = \frac{p\bar{c}}{4k_B T}. \quad (7.1)$$

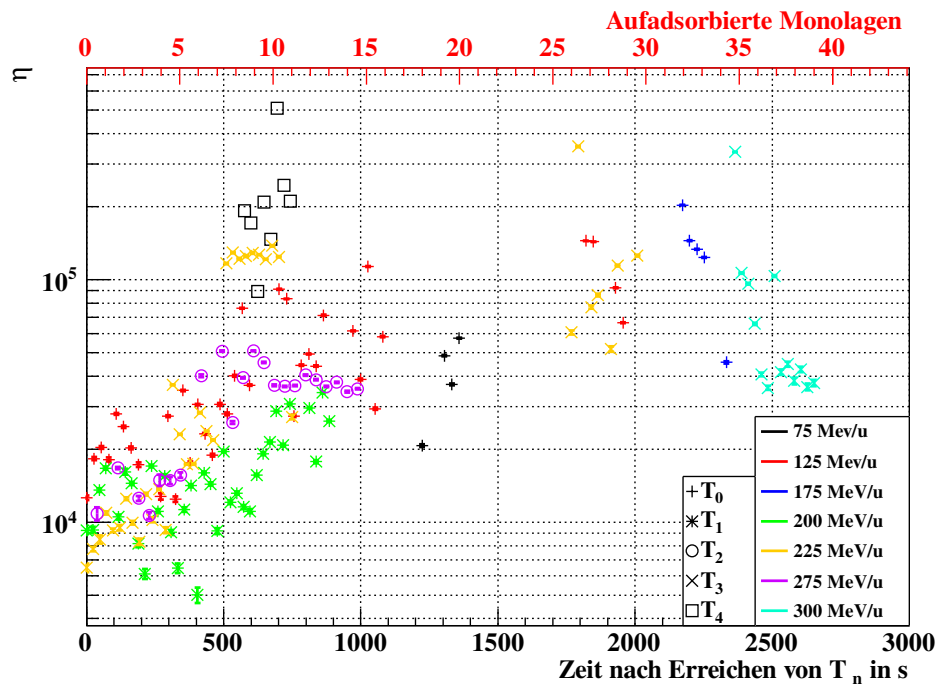
Hier ist  $\bar{c}$  die mittlere Geschwindigkeit der Gasteilchen, die sich aus der Maxwellverteilung ergibt. Sie lässt sich schreiben als [11, Glg. (3.43)]

$$\bar{c} = \sqrt{8 \frac{k_B T}{\pi m}}, \quad (7.2)$$

wobei  $m$  die Teilchenmasse ist. Mit der Haftwahrscheinlichkeit  $S$  ergibt sich die Adsorptionsrate  $j_{\text{ad}}$

$$j_{\text{ad}} = S \cdot j_{\text{Stoß}} = Sp (2\pi k_B T m)^{-1/2}. \quad (7.3)$$

Geht man von Wasserstoffgas mit einer Masse von 1 u, einer Temperatur von 10 K, einer Haftwahrscheinlichkeit von 1, sowie dem bei dieser Messung typischen Umgebungsdruck von  $2 \cdot 10^{-7}$  Pa aus, ergibt sich  $j_{\text{ad}} \approx 1,7 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Bei einer typischen Monolagedichte von  $1,13 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-2}$  [11, S. 236] ergibt sich eine Aufwachsrate von ca. einer Monolage alle 68 Sekunden.



**Abbildung 7.7.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Zeit  $t$  nach Erreichen des Temperaturminimums bzw. die Anzahl der aufadsorbierten Monolagen zum Zeitpunkt  $T_n$  für verschiedene Temperaturzyklen  $n = 1, 2, 3, 4$ . Es ist ein Ansteigen von  $\eta$  mit  $t$  erkennbar, außerdem lässt sich ab ca.  $t = 1000 \text{ s}$  ein Übergang in ein Sättigungsverhalten beobachten.

Abb. 7.7 zeigt ein solches Diagramm. Es ist erkennbar, dass innerhalb von 10 Minuten ein Anstieg von  $\eta$  um einen Faktor von ca. 5 stattgefunden hat, was auf die steigende Oberflächenbelegungsrate zurückzuführen ist. Nach dieser Zeit ist eine Stabilisierung von  $\eta$  zu erkennen, was einer Sättigung der Oberfläche entspricht. Die Abhängigkeit der Desorptionsrate von der Anzahl aufadsorbierter Monolagen wurde bereits bei deutlich niedrigeren Energien mit der Continuous-Bombardement-Methode untersucht [5, Abb. 9]. Dabei fand sich ein ähnliches Sättigungsverhalten, allerdings mit einer größeren Differenz zwischen höchstem und niedrigstem  $\eta$ . Der Einfluss der Oberflächenbelegung auf  $\eta$  wird nicht nur anschaulich deutlich, sondern folgt auch aus Glg.(2.3) auf

---

Seite 6, beziehungsweise im verallgemeinerten Fall der Desorption  $n$ -ter Ordnung aus Glg. (2.5). An dieser Stelle sollte erwähnt werden, dass dieser Effekt im Beschleuniger aller Voraussicht nach schwächer und auf einer längeren Zeitskala auftreten wird, da dort der Kollimator stets das wärmste Bauteil in der Kammer sein wird. Trotzdem könnte es ratsam sein, in Betriebsunterbrechungen den Kollimator kurzzeitig etwas aufzuheizen, um die Oberflächenbelegung zu verringern. Ebenso könnte man den Einfluss dieses Effektes auf die Lebensdauer des Strahls im SIS100 im Rahmen eines Maschinenexperimentes quantifizieren.

---

## 7.2 Warme Targets

---

Wie bereits erwähnt, wurden in der zweiten Uranstrahlzeit neben dem Kupfer-Gold-Kryotarget zusätzlich 16 Raumtemperaturtargets bestrahlt. Einzelheiten zu der dafür verwendeten Targetleiter und den Targets selbst sind in Abschnitt 5.3.1 zu finden. Die gewonnenen Ergebnisse werden im Folgenden diskutiert. Der Übersicht halber werden die  $\eta$ - $E$ -Diagramme dazu jeweils nach ihrer Zugehörigkeit in einer der vier Targetgruppen (Komposittargets, Kupfertargets mit und ohne Oxidschicht, Wolframtargets) zusammengefasst und in diesem Kontext besprochen.

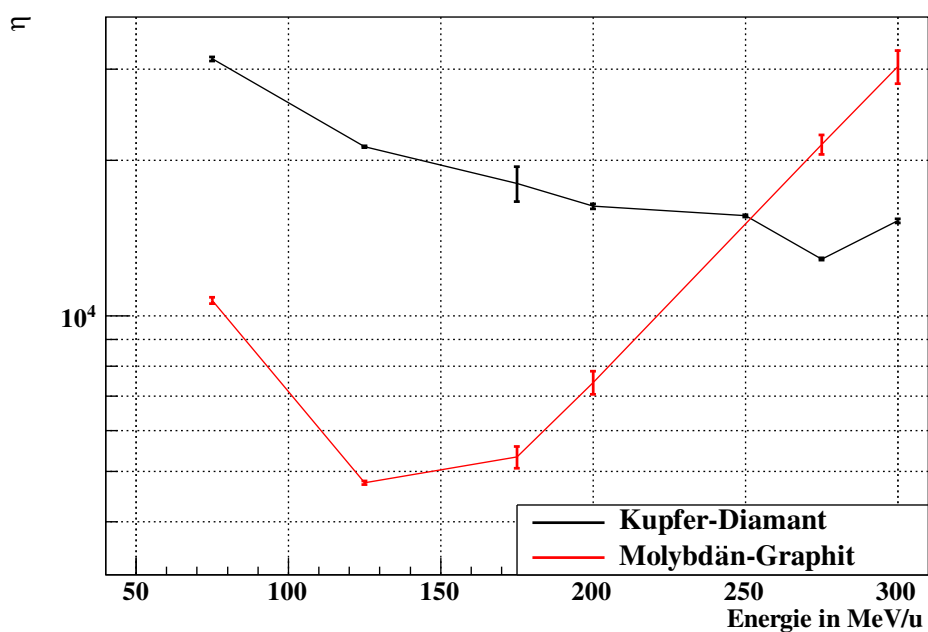
---

### 7.2.1 Komposittargets

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Komposittargets, die im Rahmen des EuCARD-Projektes ColMat entwickelt wurden (Kupfer-Diamant und Molybdän-Graphit) [66] hinsichtlich ihrer Desorptionseigenschaften untersucht. Abb. 7.8 zeigt das zugehörige  $\eta$ - $E$ -Diagramm, auf dem die im Vergleich zu den anderen Raumtemperaturtargets sehr hohen Absolutwerte für  $\eta$  auffallen. Um dynamische Vakuumeffekte zu begrenzen sind beide Materialien dementsprechend ungeeignet. Außerdem erkennt man in den Molybdän-Graphit-Daten einen für ein Raumtemperaturtarget ungewöhnlichen Verlauf, der eher dem Verlauf bei einem Kryotarget ähnelt. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, dass das Energieskalierungsverhalten von  $\eta$  nicht allein durch die Temperatur bestimmt wird.

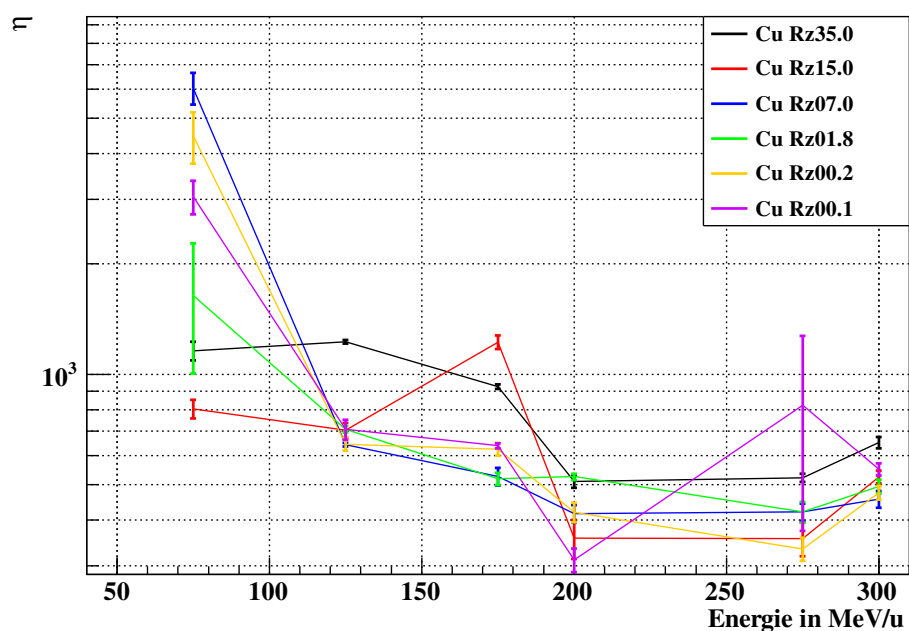
Durch die unterschiedlichen Skalierungsverhalten der Targets ist  $\eta$  bei niedrigen Energien beim Kupfer-Diamant größer, ab ca. 250 MeV/u hingegen desorbiert die Molybdän-Graphit-Probe stärker. Letzteres ist bemerkenswert, da das verwendete Kupfer-Diamant-Material sichtbar porös ist und somit eine hohe Rauigkeit aufweist, die aufgrund der größeren Oberfläche mit hohen Desorptionsraten assoziiert ist. Der Einfluss der Rauigkeit lässt sich mit den Kupfertargets weiter untersuchen.



**Abbildung 7.8.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $U^{63+}$ -Strahlzeit von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Diese Darstellung zeigt die Daten für die Komposittargetts aus Molybdän-Graphit sowie Kupfer-Diamant. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen. Die Datenbasis ist identisch zu Abb. D.7 auf Seite 105.

## 7.2.2 Kupfertargets ohne Oxidschicht

Da die Oberflächenbelegung neben der thermischen Vorgeschichte des Targets ebenfalls von der Größe der betreffenden Oberfläche abhängt, lässt sich ihr Einfluss über den Vergleich von Targets, die sich nur in ihrer Oberflächenrauigkeit unterscheiden, vergleichen. Daher wurden 6 OFHC Cu-Targets mit verschiedenen, über ihre  $R_z$ -Werte definierten Oberflächenrauigkeiten mit einer Goldoberfläche versehen und bestrahlt. Details zu den Targets und Erklärungen zum  $R_z$ -Wert sind in Abschnitt 5.3.1 zu finden.



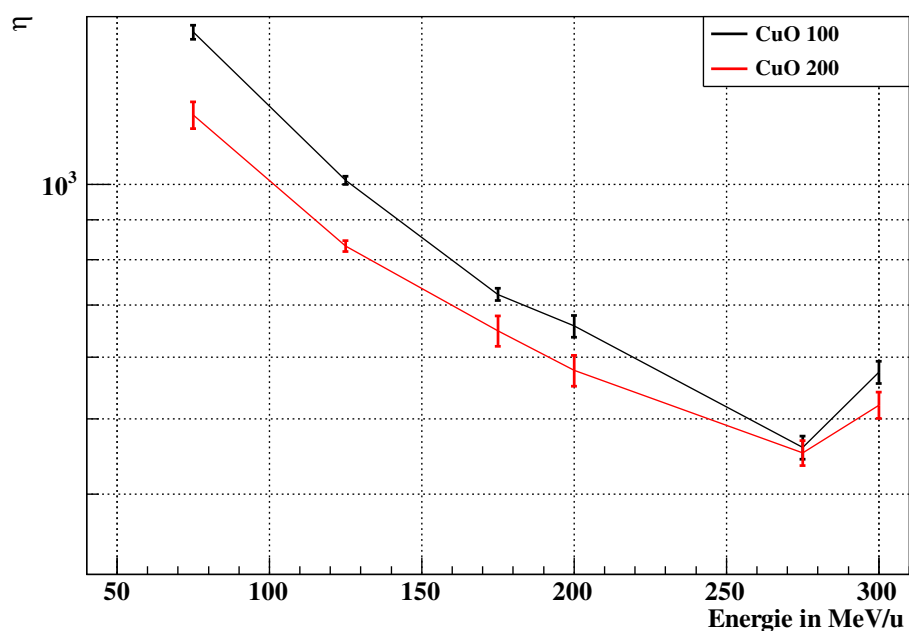
**Abbildung 7.9.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $U^{63+}$ -Strahlzeit von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Diese Darstellung zeigt die Daten für die Kupfertargets mit verschiedenen Oberflächenrauigkeiten. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen. Die Datenbasis ist identisch zu Abb. D.8 auf Seite 106.

Das aus diesen Daten erstellte  $\eta$ - $E$ -Diagramm ist in Abb. 7.9 zu sehen. Da die Desorptionsraten in diesem Fall sehr nah beieinanderliegen sei hier auf die alternative Darstellung in Abb. 7.9 hingewiesen. Man erkennt in keiner der Darstellungen eine Abhängigkeit der Desorptionsraten von  $R_z$ . Dies bedeutet jedoch nicht, dass der Oberflächenrauigkeit keine Bedeutung zukommt. Stattdessen ist beispielsweise denkbar, dass sich die Oberflächenrauigkeiten durch das Aufbringen der Goldschicht teilweise angeglichen haben. Auch eine Verunreinigung in dieser Schicht, deren Effekt deutlich stärker ins Gewicht fällt als der der vergrößerten Oberfläche, könnte die Ursache sein. Um die-

se Möglichkeiten zu untersuchen sollten die Targets nach dem radioaktiven Abklingen mikroskopisch und/oder chemisch untersucht werden.

### 7.2.3 Kupfertargets mit Oxidschicht

Neben Kupfertargets mit Goldbeschichtung wurden außerdem Kupfertargets mit einer durch trockene Oxidation erzeugten Kupferoxidschicht bestrahlt. Nach den bisherigen Erfahrungswerten hat sich eine Goldoberfläche als sehr gut, eine Oxidoberfläche jedoch als sehr schlecht bezüglich der Desorptionsminimierung erwiesen [15, Kapitel 5.1.5].

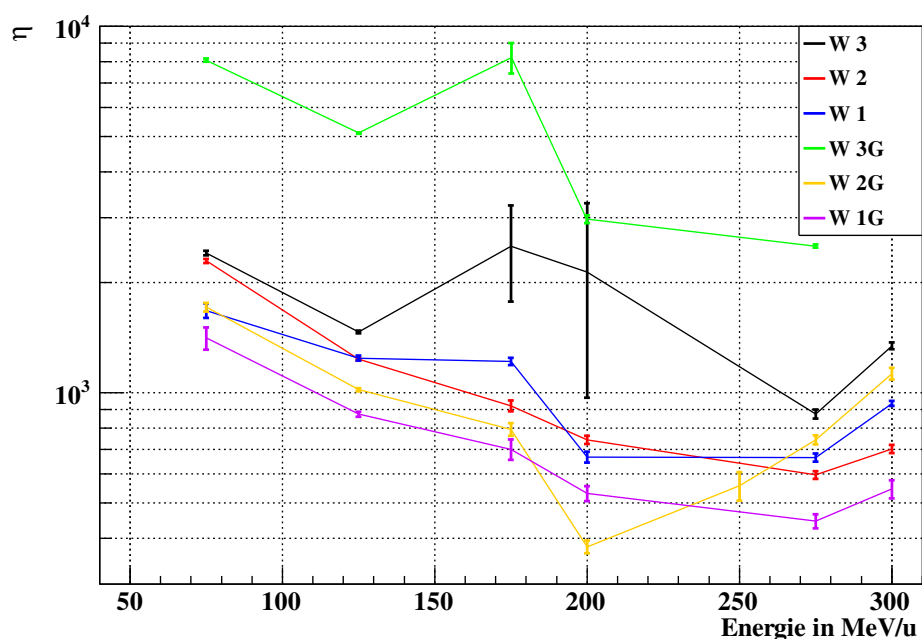


**Abbildung 7.10.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $U^{63+}$ -Strahlzeit von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Diese Darstellung zeigt die Daten für die Kupferoxidentargets, die unterschiedlichen Oberflächenbehandlungen (siehe Tab. 5.1 auf Seite 45) unterworfen wurden. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen. Die Datenbasis ist identisch zu Abb. D.9 auf Seite 107.

Vergleicht man jedoch Abb. 7.10 mit Abb. 7.9 auf der vorherigen Seite, tritt die erwartete, deutliche niedrigere Desorptionsrate der Targets mit Goldoberfläche nicht zu Tage. Dieses Ergebnis deckt sich mit den bei niedrigeren Energien mit der Continuous Bombardment-Methode durchgeführten Messungen, die von der Abteilung Materialforschung durchgeführt wurden [23]. Interessanterweise wurden für die CuO200-Probe, die im Gegensatz zum CuO100-Target aufgrund einer Oberflächenbehandlung eine

niedrigere Rauigkeit aufweist, konsistent niedrigere Desorptionsraten gemessen. Dieses Ergebnis sollte im Lichte der oben erwähnten mikroskopischen/chemischen Oberflächenuntersuchung neu bewertet werden.

#### 7.2.4 Wolframtargets



**Abbildung 7.11.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $U^{63+}$ -Strahlzeit von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Diese Darstellung zeigt die Daten für die Wolframtargets, die unterschiedlichen Oberflächenbehandlungen (siehe Tab. 5.1 auf Seite 45) unterworfen wurden. Für jede Energie sind jeweils Mittelwert und Standardabweichung aus allen Messungen aufgetragen. Die Datenbasis ist identisch zu Abb. 7.11.

Da Wolfram ein denkbare Material für Halokollimatoren ist, wurde es im Rahmen dieser Strahlzeit ebenfalls auf seine Desorptionseigenschaften untersucht. Auch hier wurden die Targets unterschiedlichen Oberflächenbehandlungen unterzogen, um ihren Einfluss auf  $\eta$  zu untersuchen.

Im Gegensatz zu den Kupfertargets zeigen die Wolframtargets eine deutlichere Hierarchie bezüglich ihrer Desorptionsraten. Dabei weisen allerdings erstaunlicherweise sowohl das Target mit der höchsten Desorptionsrate (W3G), als auch das mit der niedrigsten Desorptionsrate (W1G) eine Goldbeschichtung auf. Nach den bisherigen Erfahrungen hätte man bei W3G die niedrigsten  $\eta$ -Werte erwartet, da hier aufgrund der



---

geläpften, goldbeschichteten Oberfläche eigentlich ideale Bedingungen herrschen sollte. Die Oberfläche von W1G hingegen ist bis auf die Goldbeschichtung unbehandelt. Auch hier bietet sich nach dem Abklingen der Targets eine eingehende mikroskopische und/oder chemische Untersuchung der Oberfläche an, um diese unerwarteten Ergebnisse besser zu verstehen.

---

### 7.3 Resultierende elektrische Ladung auf dem Target

---

Die Serienkollimatoren werden über ein empfindliches Strommessgerät mit der Erde verbunden werden, wodurch eine Messung der aus dem Strahleinschlag resultierenden elektrischen Ladung  $Q$  ermöglicht wird.  $Q$  setzt sich aus der durch den Strahl selbst deponierten *Primärladung*  $Q_1$  und der durch das strahlinduzierte Entweichen von geladenen Teilchen erzeugten *Sekundärladung*  $Q_2$  zusammen. Um aus  $Q$  auf die Anzahl auf dem Kollimator verlorener Strahlteilchen  $N$  schließen zu können muss zuvor der Zusammenhang zwischen diesen Größen ermittelt werden. Ohne eine solche Kalibrierung können lediglich Aussagen über die relative Verteilung der Verluste auf die verschiedenen Kollimatoren gemacht werden.

Für die Primärladung ergibt sich mit der Ionenladung  $q$

$$Q_1 = Nq. \quad (7.4)$$

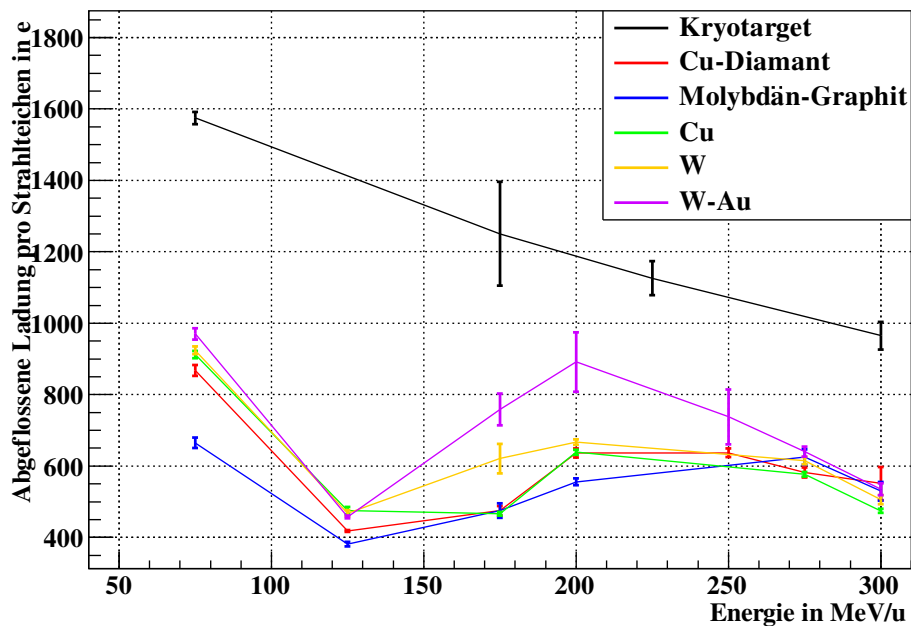
Die Bestimmung von  $Q_2$  hingegen gestaltet sich schwieriger, da sie in einem komplexen zweistufigem Prozess entsteht. Zunächst werden durch Wechselwirkungen des Strahls mit dem Target geladene Sekundärteilchen erzeugt. Ein Teil dieser Sekundärteilchen verlässt im zweiten Schritt das Target, was zu einer Aufladung desselben führt. Es ist zu erwarten, dass dieser Prozess von einer Vielzahl an Parametern abhängt. Dafür kommen auf Seiten des Strahls dessen Energie und die verwendete Ionenspezies in Frage. Beim Target ist nicht nur die Materialwahl, sondern auch die Geometrie entscheidend.

In Abb. 7.12 auf der nächsten Seite ist die im Rahmen der zweiten Uranstrahlzeit gemessene abgeflossene Ladung pro eingefallenem Strahlteilchen  $Q/N$  für verschiedene Strahlenergien aufgetragen. Man sieht zunächst, dass  $Q_2$  hier deutlich dominiert, da der Anteil von  $Q_1$  nach Glg. (7.4) in dieser Darstellung energieunabhängig bei

$$\frac{Q_1}{N} = q = 63 \text{ e} \quad (7.5)$$

liegt. Würde der Strahl nicht vollständig im Target gestoppt, wäre er sogar noch niedriger.

Die auffällige Diskrepanz zwischen dem Kryotarget und den Raumtemperaturtargets ist sehr wahrscheinlich auf die unterschiedlichen Geometrien dieser Targettypen zurückzuführen. Im Kryotargetblock wird der Strahl vollständig gestoppt und kann somit eine



**Abbildung 7.12.:** Abgeflossene Ladung pro Strahlion in Abhängigkeit von  $E$  für verschiedene Targets in der Strahlzeit von 2016. Das Strahlion war  $U^{63+}$ .

größere Menge an geladenen Sekundärteilchen erzeugen als in den dünnen Raumtemperaturtargets. Bei steigender Energie verlagert sich der Energieverlust, und somit die Sekundärteilchenproduktion, ins Innere des Materials. Es können dadurch trotz höherer deponierter Energie weniger Teilchen das Target verlassen, was zu einem abfallenden  $Q/N$  führt. Ein solcher Zusammenhang ist für die Erstellung einer Kalibrierung zur Strahlverlustmessung sehr günstig.

In der Plättchengemetrie der Raumtemperaturtargets zeigt sich ein anderes Bild, das zu beurteilen sich aufgrund der komplexen Targetleitergeometrie anspruchsvoll gestaltet. Dabei ist zu beachten, dass aus dem Target austretende Sekundärteilchen von anderen Targets oder Halterung aufgefangen werden können, diese allerdings elektrisch verbunden sind. Weiterhin kann ein eventuell unvollständig gestoppter Strahl auch mit dem gegenüberliegenden Target wechselwirken. Nicht zuletzt ist die Targetleitergeometrie für die Kalibrierung der Strahlverlustmessungen nicht von Bedeutung. Aus diesen Gründen wird hier auf einen Versuch, die Verläufe von  $Q/N$  für die Raumtemperaturtargets zu erklären, verzichtet.

---

## 7.4 Handlungsempfehlungen für den Beschleunigerbetrieb

---

Zum Abschluss dieses Kapitels sollen die im Rahmen dieser Arbeit gewonnen Erkenntnisse nochmals in Form von Handlungsempfehlungen insbesondere für den Hochstrombetrieb der Serienkollimatoren zusammengefasst werden.

- Wie in Abb. 7.1 auf Seite 71 zu erkennen ist, kommt es beim Bestrahlen von einem sich aufwärmenden Target bei ca. 50 K zu einem starken Ansteigen der Desorptionsrate. Dieses Regime ist daher zu vermeiden.
- Die Belegungsichte der Kollimatoroberflächen mit Adsorbat hat einen bedeutenden Einfluss auf die Desorptionsraten. Um diese zu minimieren sollte, wie bereits in [18] erwähnt, zu jedem Zeitpunkt der Kollimator das wärmste Objekt in seiner Umgebung sein. Trotzdem ist nach längerem Betrieb mit einer zunehmenden Belegung der Oberfläche, und somit einem stetig ansteigenden  $\eta$  zu rechnen. Um dem entgegenzuwirken wird es hilfreich sein, in Betriebspausen den Kollimator kurzzeitig etwas aufzuwärmen. Die genauen Parameter wie Aufheizdauer und -temperatur lassen sich entweder während des Betriebes oder im Rahmen eines Maschinenexperimentes bestimmen.
- Eventuell kann der Einfluss der Oberflächenbelegung nach Fertigstellung des SIS100 im Rahmen eines Maschinenexperimentes untersucht werden. Möglich wäre beispielsweise der Vergleich von Strahllebensdauern nach verschiedenen langen Minimaltemperaturstandzeiten der Kollimatoren bei ansonsten identischen Strahlparametern. Insbesondere die Zeitskala, auf der mit einer hierdurch bedingten Erhöhung der Desorptionsrate zu rechnen ist, wäre dabei von Interesse.
- Die Online-Verlustmonitore der Kollimatoren könnten im Zuge des laufenden Betriebes kalibriert werden. Eine Möglichkeit dazu wäre, einen Kollimator mit angeschlossener Strommesseinrichtung vor einem Beamdump einfahrbar einzubauen. Mit dieser Vorrichtung könnte bei Bedarf innerhalb weniger Beschleunigerzyklen eine Kalibrierung für die aktuellen Einstellungen erzeugt werden.

---

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

---

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der experimentellen Untersuchung des Phänomens der (schwer)ionenstrahlinduzierten Desorption. Der Fokus liegt dabei vornehmlich auf dem Einfluss der Targettemperatur auf die Desorptionsrate. Diese ist von Bedeutung für den zukünftigen Betrieb des supraleitenden Beschleunigers SIS100 bei hohen Strahlintensitäten. Desorptionsmessungen im dafür relevanten Energiebereich sind an der bestehenden Beschleunigeranlage der GSI nur mit der Single-Shot-Methode möglich. Daher wurde ein Aufbau konzipiert, gebaut, in Betrieb genommen und im Rahmen mehrerer Strahlzeiten eingesetzt, um derartige Messungen durchzuführen. Die Auswertung der dabei erhobenen Daten wurde mit einer ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Methode durchgeführt. Sie erlaubt es, die vakuumtechnischen Randbedingungen wie die Kammergeometrie und das Saugvermögen der angeschlossenen Pumpen mittels Gasdynamiksimulationen zu modellieren und in Form des Gasdynamikfaktor zu quantifizieren. Dieser ist ein Maß für den Einfluss einer desorbierten Gasmenge auf das dynamische Vakuum und kann zur Berechnung der Desorptionsrate verwendet werden. Das bisher verwendete, auf der idealen Gasgleichung basierende Verfahren vernachlässigt diese, lässt sich jedoch gleichzeitig als Spezialfall der neuen Methoden darstellen.

Es zeigte sich, dass das Saugvermögen von kryogenen Flächen von erheblicher Bedeutung ist, weswegen die Desorptionsausbeute in Aufbauten mit großen derartigen Flächen bisher um mehrere Größenordnungen unterschätzt wurde. Die Methode eignet sich jedoch nicht nur für Auswertungen. Die zugrundeliegenden Simulationen können ebenso verwendet werden um zukünftige Desorptionsmessstände auf hohe Gasdynamikfaktoren hin zu optimieren. Die Weiterentwicklung dieser Methode ist daher ratsam.

Die zuvor beobachtete Skalierung der Desorptionsrate mit dem Energieverlust des Strahls an der Oberfläche ist vorwiegend bei Raumtemperaturtargets sichtbar. Hier skalieren die Daten allerdings mit der zweiten Potenz des Energieverlustes. Eine bereits zuvor beobachtete, abweichende Skalierung tritt hingegen meist bei kryogenen Targets auf. Beide Skalierungen sind jedoch auch im jeweils anderen Temperaturbereich vorgekommen, was darauf hindeutet, dass neben der Temperatur noch andere Größen einen Einfluss haben. Die Belegungsdichte der Targetoberflächen mit Adsorbat hat sich beispielsweise als bedeutend erwiesen. Hieraus lassen sich Schlussfolgerungen für den Betrieb des SIS100 ziehen: Sollte es zu einem Absinken der Strahllebensdauer mit der Zeit, in der die Kollimatoren als Kryopumpen fungieren kommen, ist dies eine denkbare Ursache. Auch dies stellt einen Ansatzpunkt für zukünftige Arbeiten dar.

Die Raumtemperaturmessungen deuten darauf hin, dass die Eigenschaften der Targetoberfläche keinen so dominanten Einfluss auf das Desorptionsverhalten haben, wie bisher

---

angenommen. Es wurde weder ein desorptionssenkender Effekt einer Goldbeschichtung, noch ein desorptionserhöhender Einfluss einer Oxidschicht beobachtet. Auch die Oberflächenrauigkeit hat keinen entscheidenden Einfluss.

Neben der Bearbeitung der ursprünglichen Zielsetzung, der Untersuchung des Skalenverhaltens der Desorptionsrate in Abhängigkeit der Targettemperatur, konnte in dieser Arbeit gleichzeitig ein neuer Ansatz für eine verbesserte Beschreibung und Auswertung von Single-Shot-Desorptionsmessungen gegeben werden, die als Ausgangspunkt für weitere Untersuchungen dienen können.

---

## A Test der Eignung von ITR 90-Röhren für Single-Shot-Desorptionsmessungen

---

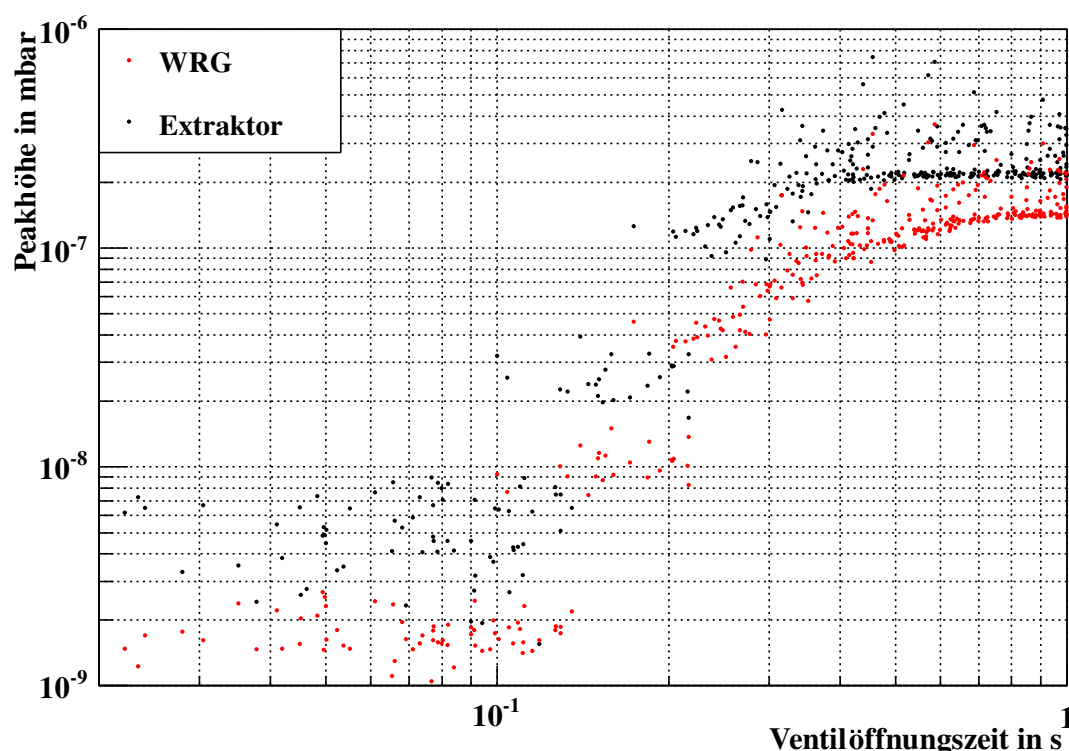
Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Weitbereichsmessröhren (WRGs) vom Typ ITR 90 können laut dem mitgelieferten Handbuch mit einer Samplingrate von bis zu 50 Hz Drücke messen [58, Kapitel 4.6.1]. Dabei wurden sie im Gegensatz zu den für die eigentliche Datenaufnahme verwendeten Extraktorröhren lediglich für die in Abschnitt 5.3.3 erwähnte Slow Control eingesetzt. Es stellt sich die Frage, ob sich mit diesen WRGs auch die eigentliche Messung, also eine zeitaufgelöste und dabei ausreichend präzise Druckmessung im niedrigen UHV bis XHV-Bereich, durchführen lässt. Da in die ITR 90 eine Auswertungs- und Ansteuerungselektronik integriert ist, deren genauer Aufbau nicht bekannt ist.

Daher wurde ein Versuch konzipiert, bei dem gleichzeitig sowohl eine WRG, als auch ein Extraktor einem kurzen, mit Hilfe eines Piezoventils erzeugten Druckstoß ausgesetzt werden. Gleichzeitig sorgt wahlweise eine Kryopumpe oder eine TMP für das Abpumpen des eingebrachten Gases und stellt den Anfangszustand wieder her. Der bereits vorhandene, in [24, Kapitel 3.2] beschriebene Kryopumpingteststand konnte durch Einbau der zu vergleichenden Messröhren und des Piezoventils für diese Untersuchungen eingesetzt werden. Auf diese Weise lässt sich ohne Strahl ein Desorptionspeak nachstellen und das Ansprechverhalten der beiden Druckmessröhren vergleichen.

Dieser Aufbau hat zwei freie Parameter: Die Öffnungszeit des Ventils, die die eingelassene Gasmenge reguliert, sowie die Temperatur der Kammerwand, über die das angelegte Saugvermögen variiert werden kann. Die Datenaufnahme wurde mit einer modifizierten Variante des im Abschnitt 5.3.3 beschriebenen Mess- und Steuerprogramms CDC im DAQ-Modus durchgeführt, das auch für die im Desorptionsmessungen mit Strahl eingesetzt wurde. Hinzugekommen sind hier lediglich ein Modul zum gleichzeitigen getriggerten Auslesen der WRG und des Extraktors, sowie die Steuerung des Piezoventils. Als Zeitstandard diente ein Delaygenerator. Um eine Korrelation der Ventilöffnungszeit mit der Experimentierdauer zu vermeiden wurde diese nach jedem DAQ-Zyklus zufällig variiert.

Bestimmt man wie in Abschnitt 6.1 beschrieben die Peakhöhe  $\Delta p$  aus den so gewonnenen Druckverläufen ergibt sich Abb. A.1. Man sieht, dass bei größeren Ventilöffnungszeiten die gemessenen  $\Delta p$  zunächst ansteigen, dann jedoch in Sättigung gehen. Dies ist zu erwarten, da das Ventil eine konstante Gasquelle darstellt, die lediglich den Gleichgewichtsdruck in der Kammer erhöht. Nach Erreichen dieses neuen Gleichgewichts ist kein weiterer Anstieg zu erwarten. Bemerkenswert ist jedoch, dass sich die Sättigung in den Extraktordaten bereits bei einer niedrigeren Ventilöffnungszeit einstellt, als in den WRG-Daten. Außerdem sind die Absolutwerte für  $\Delta p$  bei Messung mit einem Extraktor generell größer.

Während sich der Unterschied in den Absolutwerten auch durch die Kalibrierung der Röhren erklären lässt, deutet das spätere Erreichen der Sättigung bei der WRG auf eine in der Geräteelektronik durchgeführte zeitliche Mittelwertbildung der Daten hin. Des Weiteren lässt sich bei beiden Messröhren eine Häufung der Daten bei bestimmten Peakhöheniveaus feststellen, was Anlass zu der Vermutung gibt, dass die eingestellte Ventilöffnungszeit mit diesem Aufbau nicht so feinstufig geregelt werden kann, wie gewünscht.

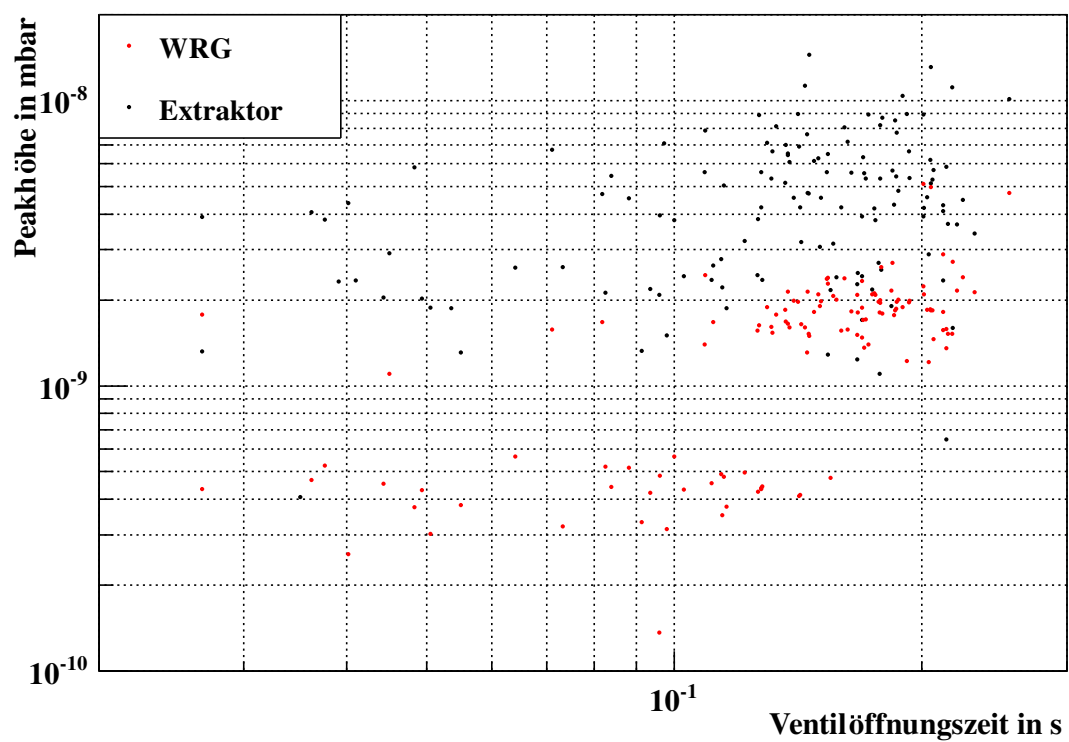


**Abbildung A.1.:** Vergleich der mit Extraktor und WRG gemessenen  $\Delta p$  für verschiedene Ventilöffnungszeiten mit warmen Wänden.

Eine Wiederholung dieses Experiments mit kryogenen ( $T \approx 10\text{ K}$ ) Wänden und somit erhöhtem Saugvermögen führt zum in Abb. A.2 auf der nächsten Seite dargestellten Ergebnis. Um eine Sättigung der Kryopumpe zu vermeiden wurden nur wenige Messungen durchgeführt, außerdem wurde auf Ventilöffnungszeiten  $> 0,2\text{ s}$  verzichtet. Bis auf die bei höherem Saugvermögen erwartungsgemäß niedrigeren Absolutwerte der Peakhöhe ergibt sich ein ähnliches Bild wie in Abb. A.1. Die mit dem Extraktor gemessenen Peakhöhen sind generell höher, gleichzeitig sind für beide Messröhren Häufungen erkennbar. Die Sättigung ist bei den niedrigen Ventilöffnungszeiten nicht erkennbar.

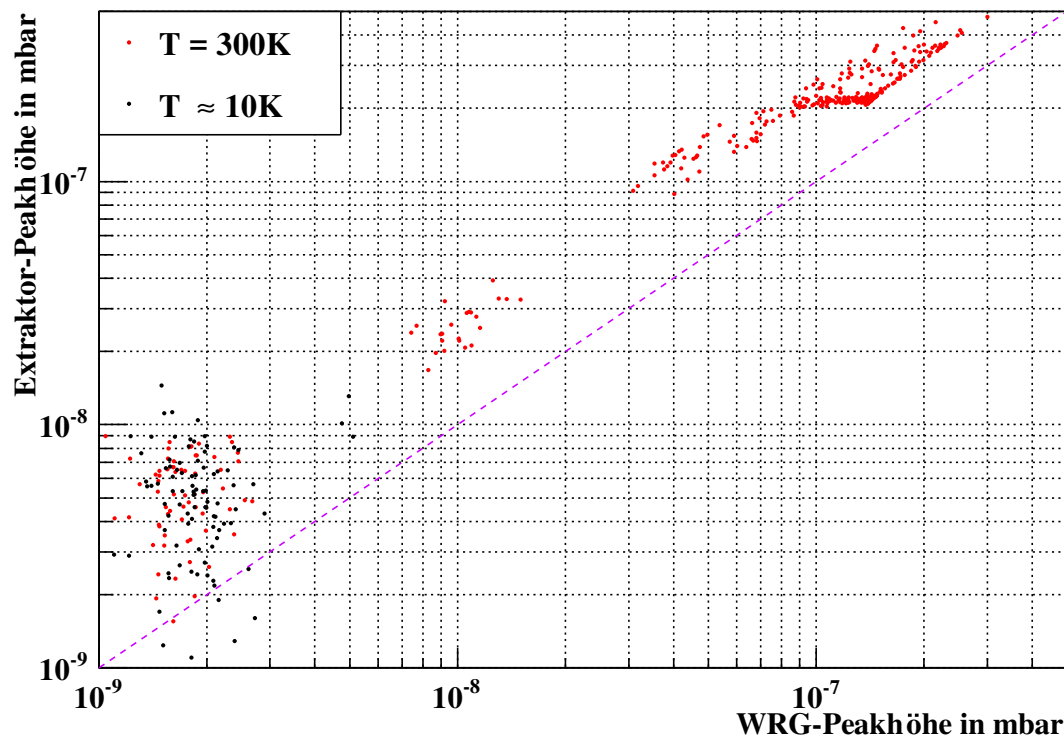
Stellt man die für denselben Zyklus mit den beiden Messröhren gemessenen Peakhöhen direkt gegenüber ergibt sich der in Abb. A.3 auf Seite 93 dargestellte Plot. Hier





**Abbildung A.2.:** Vergleich der mit Extraktor und WRG gemessenen  $\Delta p$  für verschiedene Ventilöffnungszeiten mit kryogenen Wänden.

erkennt man besonders gut das Häufungsverhalten und das frühere Erreichen der Sättigungspeakhöhe bei den Extraktormessungen. Während die mit der WRG gemessene Peakhöhe noch ansteigt, ist sie bei der Extraktormessung bereits in der Sättigung bei ca.  $2 \cdot 10^{-7}$  mbar. Oberhalb der gestrichelten violetten Linie ist die vom Extraktor gemessene Peakhöhe größer als die der WRG, unterhalb ist es umgekehrt.



**Abbildung A.3.:** Direkter Vergleich der mit Extraktor und WRG gemessenen  $\Delta p$ . Bei idealem Ansprechverhalten müssten die Punkte auf der violetten Linie liegen.

Sowohl das Sättigungsverhalten als auch die für den Extraktor stets höheren Absolutwerte der Peakhöhe lassen vermuten, dass in der Elektronik der WRG eine Mittelung durchgeführt wird. Dieser Messröhrentyp ist dementsprechend nicht für präzise Desorptionmessungen geeignet.

Nach einer leichten Modifikation des Aufbaus wären die in Abschnitt 6.2 durch Simulation bestimmten Gasdynamikfaktoren auch experimentell zugänglich. Das verwendete Piezoventil müsste lediglich durch ein Gaseinlasssystem ersetzt werden, mit dem eine vorher definierte Menge Gas in der Nähe des Targets in die Kammer eingebracht werden kann. Dies kann zur Erhöhung der Simulationsgenauigkeit herangezogen werden. Ebenso ist es denkbar, im Vorfeld eines Desorptionsexperimentes den Gasdynamikfaktor des Aufbaus zu messen. Auf diese Weise kann nicht nur eine genauere Variante des

---

SNR-Diagramms, wie es in Abb. 5.1 auf Seite 33 dargestellt ist, zur Abschätzung der benötigten Parameter erstellt werden. Es ermöglicht auch eine genauere Auswertung. Die in Abschnitt 6.3 angenommene Unsicherheit für den Gasdynamikfaktor ließe sich so in zukünftigen Arbeiten deutlich senken.

---

## B Berechnung des oberflächennahen Energieverlusts mit ATIMA

---

```
#!/usr/bin/python

#Made by Christoph Maurer based on the example by P.Boutachkov

#Atima.so is needed. It can be downloaded from
#https://web-docs.gsi.de/~weick/atima/
import atima, math
import matplotlib.pyplot as plt

#This module outputs a file with two columns
#(energy and dedx on the surface) that can be read by root
def finddedx(erangestart, erangestop, eincrement, beam,\
targettype, targetdensity, outputfilename):
    print("Starting_calculations_for_file_\
+ outputfilename + ".")
    # declare lists for output
    energies = list()
    dedx = list()

    #open output file
    file = open(outputfilename, 'w')
    #write header (needed for readout in root)
    file.write("energy:dEdx\n")

    #additional variables
    isgas = 0 # Is the target a gass 0/1 —> No/Yes
    thick = 100. # makes no difference in this case,
    #since only dedxin is used

    #iterate over energies
    for E in range(erangestart, erangestop, eincrement):
        (Eout, Ionrange, dEdXin, dEdXout, RemainingRange,\
RangeStragglng, EnergyStragglng, AngularStragglng,\
Tof, InterpolatedTargetThickness)\
= atima.calculate(beam, E, targettype, targetdensity,\
isgas, thick)
        #append results to outputlist
        energies.append(E)
```

---

```

    dedx.append(dEdXin)
    #write results to file
    file.write(str(E) + "_" + str(dEdXin) + "_" + str(Ionrange) + "\n")

#close the file
    file.close()

#return lists for possible later use (not used here)
    return([energies, dedx])

#Beams [Mass, Charge]
    U73 = [238., 79]
    U63 = [238., 63]
    Ni = [58.7, 26]
    Bi = [209., 68]

#Targets [[mass number, charge, stochastic ratio],...]
#and densities in g/cm3
    Au = [[196., 79, 1]]
    AuDensity = 19.3
    V2a = [[55.8, 26, 71], [52.0, 24, 20], [58.7, 28, 9]]
    V2aDensity = 7.9

#U73+ on Au
    finddedx(30, 1010, 5, U73, Au, AuDensity, 'U73onAu.dat')

#U73+ on V2a-steel
    finddedx(30, 1010, 5, U73, V2a, V2aDensity, 'U73onV2a.dat')

#U63+ on Au
    finddedx(30, 1010, 5, U63, Au, AuDensity, 'U63onAu.dat')

#Bi68+ on Au
    finddedx(30, 1010, 5, Bi, Au, AuDensity, 'Bi68onAu.dat')

#Ni26+ on Au
    finddedx(30, 1010, 5, Ni, Au, AuDensity, 'Ni26onAu.dat')

```

---

## C Geräteliste

---

### Vakuumtechnik

---

Geräteart	Typenbezeichnung	Hersteller
Ausheizcontroller	Cr 15+	Feller Engineering
Extraktor	IONIVAC IE 514	Oerlikon Leybold Vacuum
Extraktorcontroller	IONIVAC IM 540	Oerlikon Leybold Vacuum
Extraktorcontroller	MG 14	Prevac
Ionenfallen-RGA	VQM-835	DeMaCo
Piezoventil	PLV100	Oxford Applied Research
Quadrupol-RGA	QMG 422	Pfeiffer Vacuum
TMP	STP-iX455	Edwards
TMP	STP-400	Seiko
TMP	TV-301 Navigator	Varian
WRG	IONIVAC ITR 90	Oerlikon Leybold Vacuum
WRG-Controller	Center Two	Oerlikon Leybold Vacuum

---

### Targetaufbau, Kryotechnik und Trigger

---

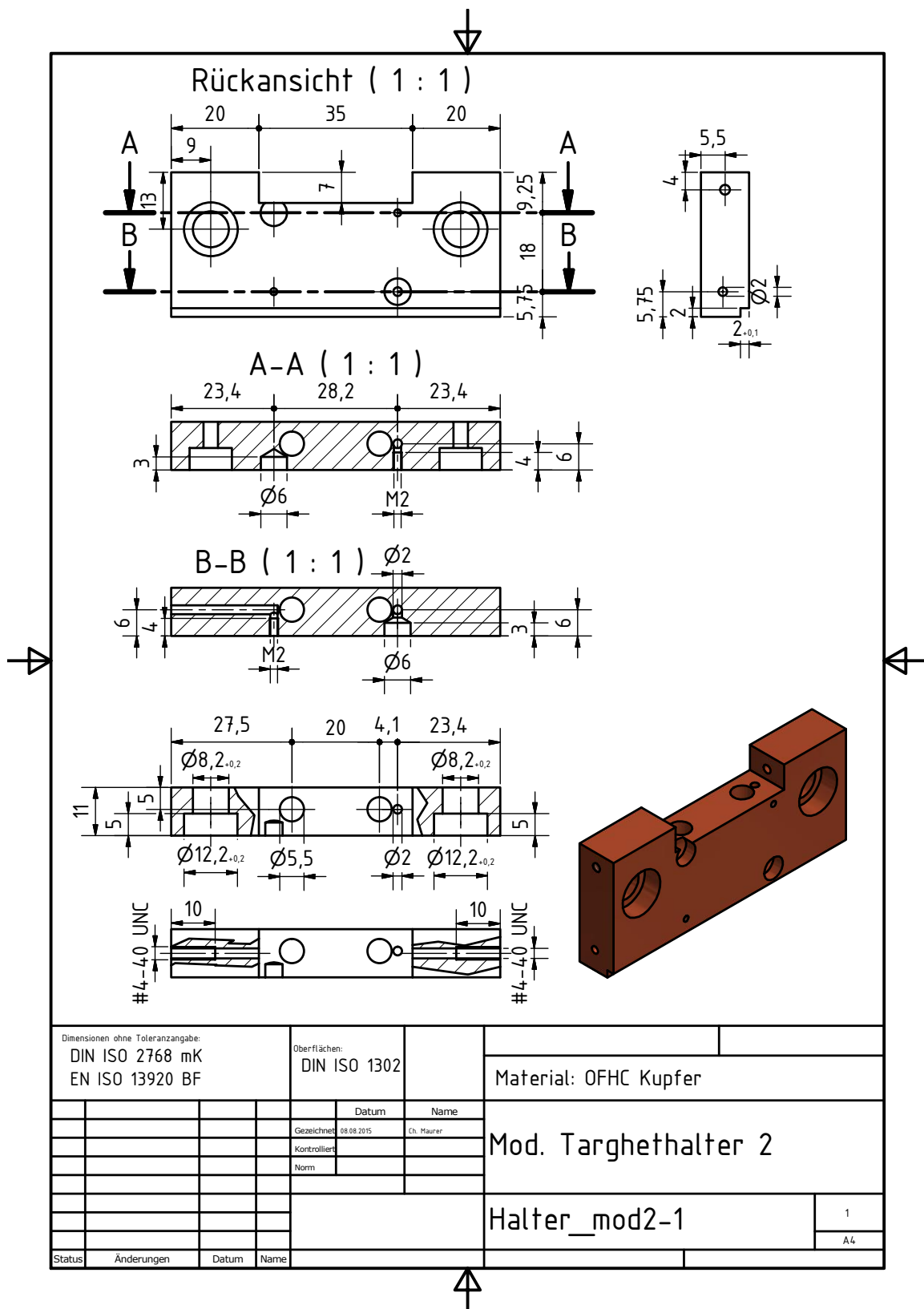
Geräteart	Typenbezeichnung	Hersteller
Delaygenerator	DG 645	Stanford Research Systems
Elektrometer	Modell 6517 B	Keithley Instruments
Kaltkopf	RDK-408D2	Sumitomo
Kompressor	F-50	Sumitomo
Strommessaufbau	-	GSI-Eigenbau, Abt. EE (Sven Löchner)
Heizplättchen	HTR1001	Tectra
Netzteil	PSP1405	Voltcraft
Netzteil	HC3500	Tectra
Schrittmotor	AS4118L1804	Nanotec
Schrittmotor	AS5918L4204	Nanotec
Schrittmotorsteuerung	SMCI47-S	Nanotext
Temperaturmonitor	Modell 218	Lake Shore Cryotronics
Temperatursensoren	Cernox	Lake Shore Cryotronics
Temperatursensoren	KTK	Tectra

## D Zusätzliche Materialien

	[18]	2014	2016
Messmethode	Single-Shot		
Strahldiagnostik	LT und Strahltransformator		
Kühlmethode	Flüssiggas	Kaltkopf (GM-Zyklus)	
Diagnost. Volumen	20 L	30.05 L	40.3 L
Kühlungssteuerung	teilweise fernsteuerbar	nicht fernsteuerbar	fernsteuerbar
Targets	1 × Kryo	1 × Kryo	1 × Kryo 16 × Raumtemp.
Kryotargetheizung	seitlich am Target	seitlich am Target	zentral am Targethalter
Belegung des Vakuumdiagnose- clusterflansches	1 Extraktor 1 WRG 1 RGA 1 Gaseinlass	1 Extraktor 1 WRG 1 RGA (2 Ports)	2 Extraktoren 2 WRGs 1 RGA (2 Ports)
Strahlion	Au <sup>65+</sup> , Ta <sup>61+</sup> , Bi <sup>68+</sup>	U <sup>73+</sup> , Bi <sup>68+</sup> , Ni <sup>26+</sup>	U <sup>63+</sup>
Max. magn. Steifigkeit	18 Tm	10 Tm	10 Tm

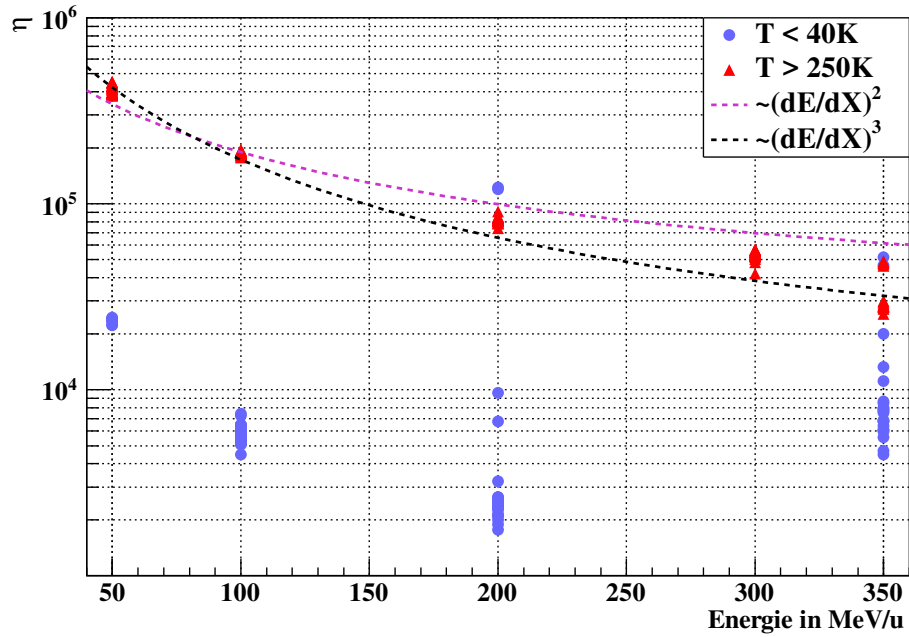
**Tabelle D.1.:** Vergleich der technischen Daten des Kryokollimatorteststandes aus [18] und des Desorptionsmessstandes aus dieser Arbeit in den Versionen von 2014 und 2016.



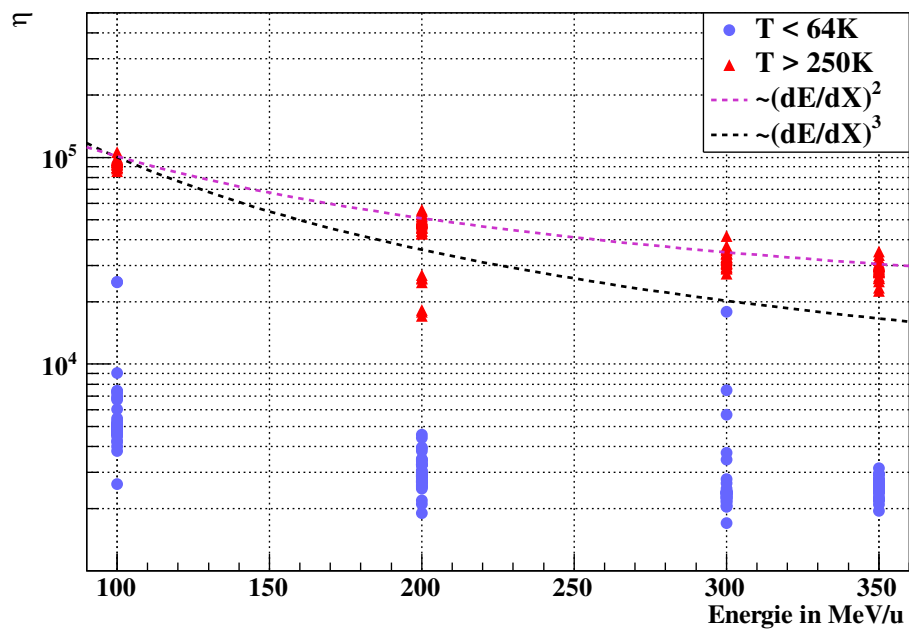


**Abbildung D.1.:** Technische Zeichnung des für die Strahlzeit 2016 modifizierten Targethalters.



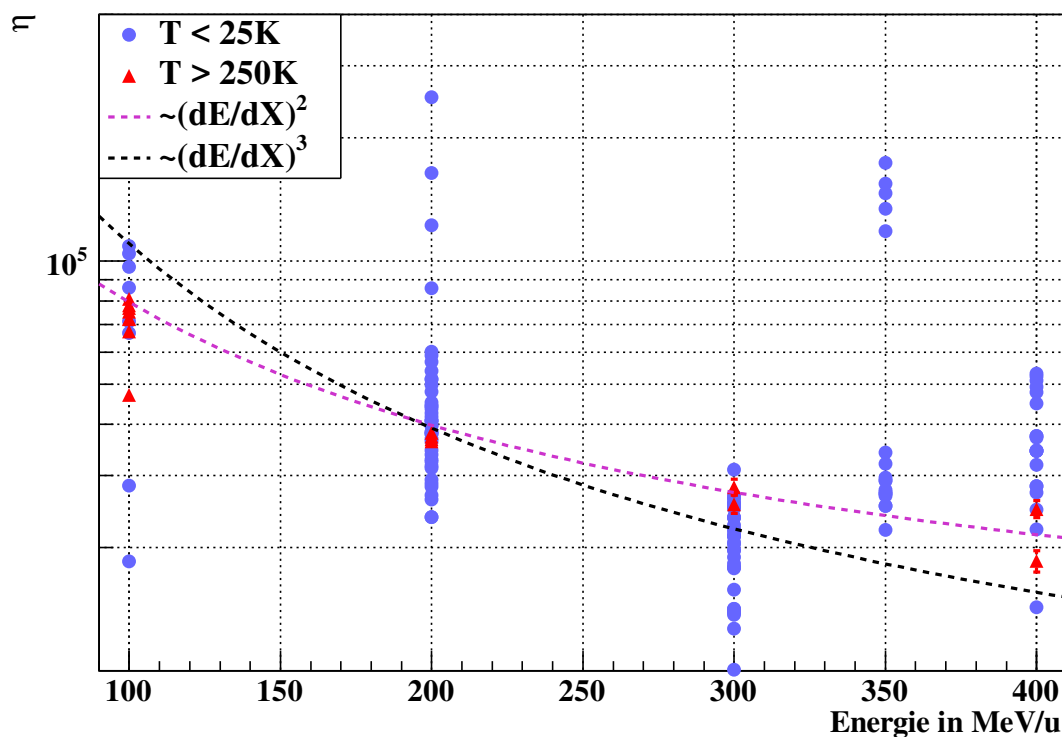


(a) Target: Kollimatorkopf

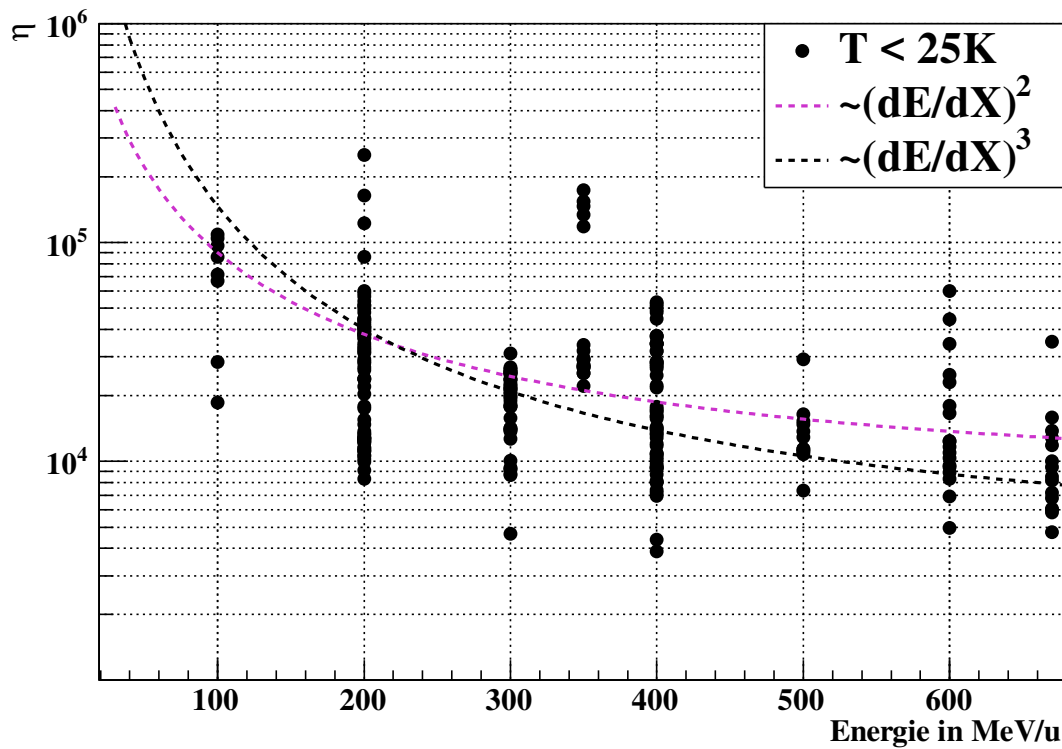


(b) Target: Stahltarget

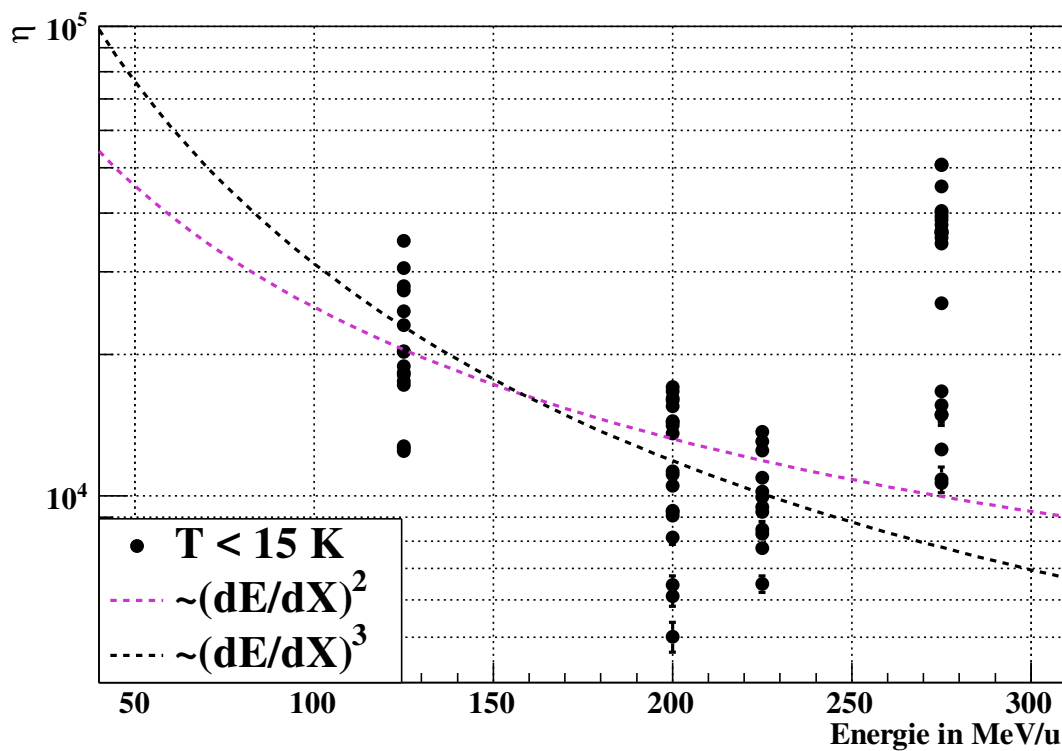
**Abbildung D.3.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $U^{73+}$ -Strahlzeit von 2014, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Dieser Plot stellt eine Teilmenge der Daten aus Abb. 7.1 auf Seite 71 dar. Eine alternative Darstellung findet sich in Abb. 7.2 auf Seite 73. Man kann erkennen, dass  $\eta$  bei den Raumtemperaturmessungen mit  $dE/dx$  skaliert, bei den kryogenen Messungen jedoch nicht.



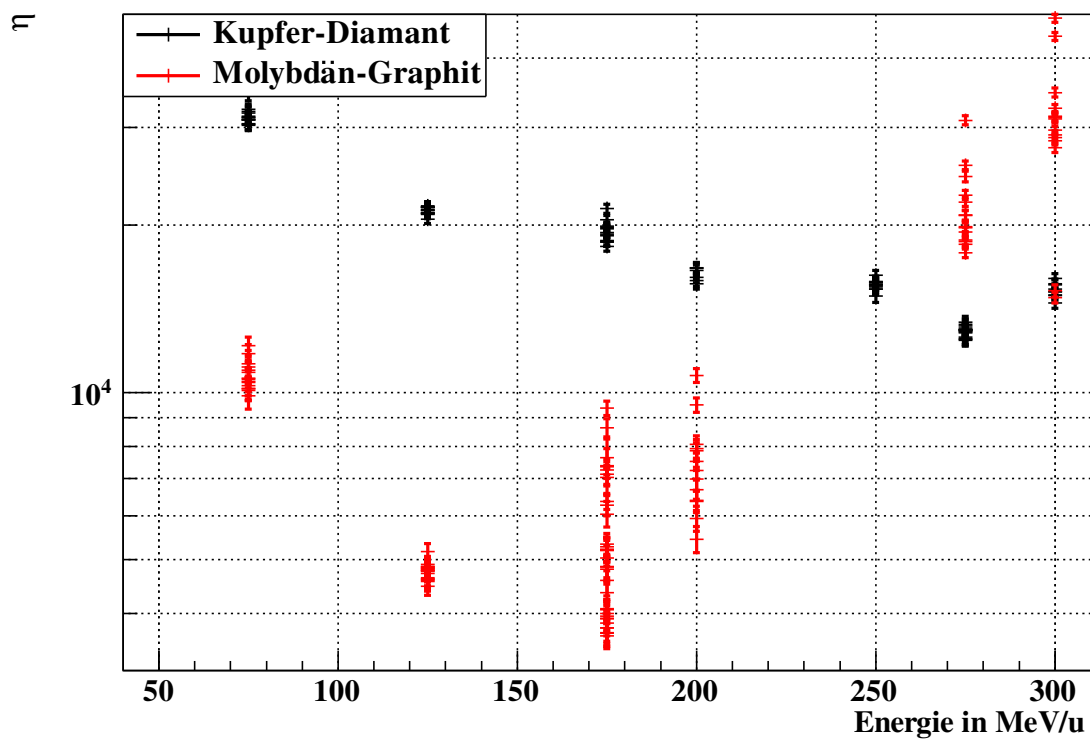
**Abbildung D.4.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $\text{Bi}^{68+}$ -Strahlzeit von 2014, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Als Targets diente der Kollimatorkopf. Eine alternative Darstellung findet sich in Abb. 7.3 auf Seite 75. Man kann erkennen, dass  $\eta$  bei den Raumtemperaturmessungen mit  $dE/dx$  skaliert, also mit steigender Energie abnimmt. Bei den kryogenen Messungen hingegen ist oberhalb von  $E \approx 300 \text{ MeV/u}$  eine Zunahme von mit  $E$  zu sehen.



**Abbildung D.5.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $\text{Ni}^{26+}$ -Bestrahlung des Kollimatorkopfes von 2014, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Eine alternative Darstellung findet sich in Abb. 7.4 auf Seite 76. Man erkennt, dass im Gegensatz zu den Strahlzeiten mit den schweren Ionen  $\eta$  bei kaltem Target mit  $(dE/dx)^2$  skaliert. Dieser Zusammenhang tritt in der alternativen Darstellung deutlicher hervor.

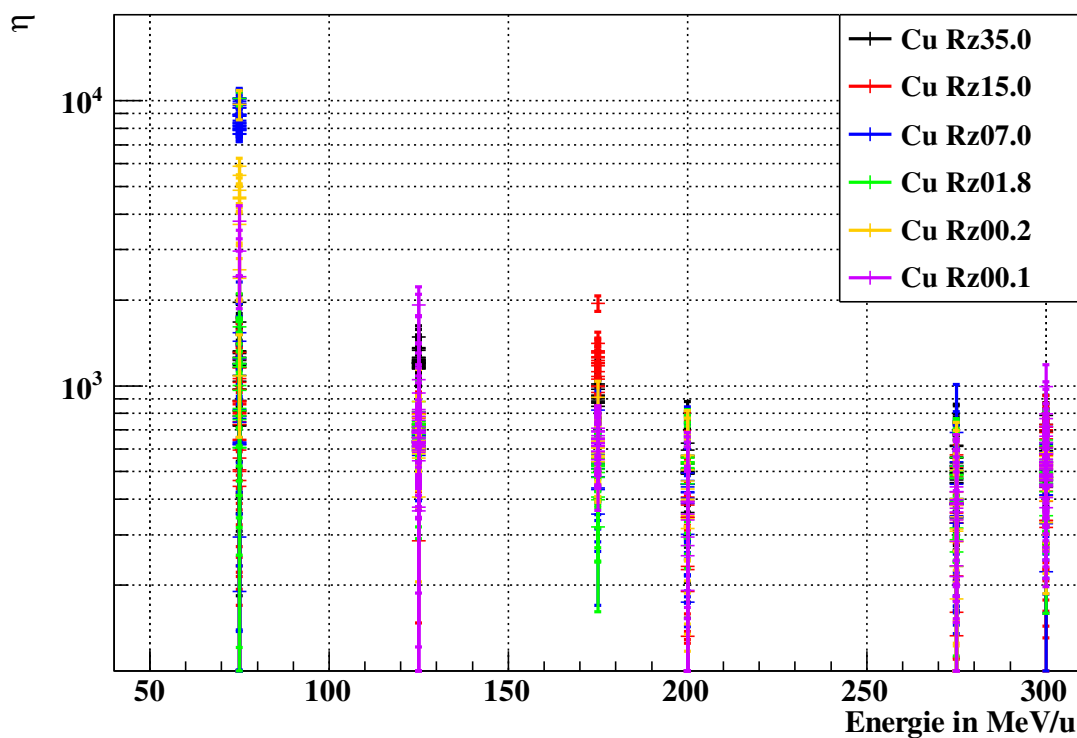


**Abbildung D.6.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für das Kupfer-Gold-Target bei  $U^{63+}$ -Bestrahlung, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Eine alternative Darstellung findet sich in Abb. 7.5 auf Seite 77. Es ist keine Skalierung mit  $dE/dx$  erkennbar.

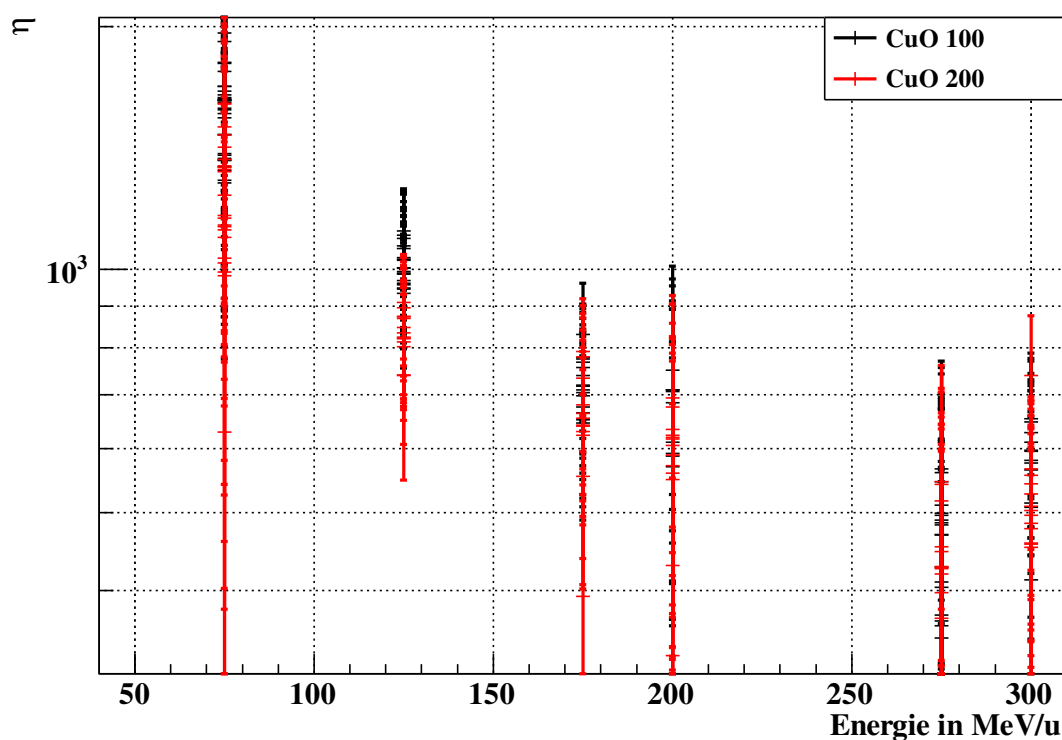


**Abbildung D.7.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $U^{63+}$ -Strahlzeit von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Diese Darstellung zeigt die Daten für die Komposittargets aus Molybdän-Graphit sowie Kupfer-Diamant. Im Vergleich zu den anderen Raumtemperaturtargets ist  $\eta$  für beide Komposite deutlich erhöht, außerdem zeigt das Molybdän-Graphit-Target eine Energieskalierung, die der bei kalten Targets beobachteten Skalierung ähnelt. Eine alternative Darstellung findet sich in Abb. 7.8 auf Seite 81.

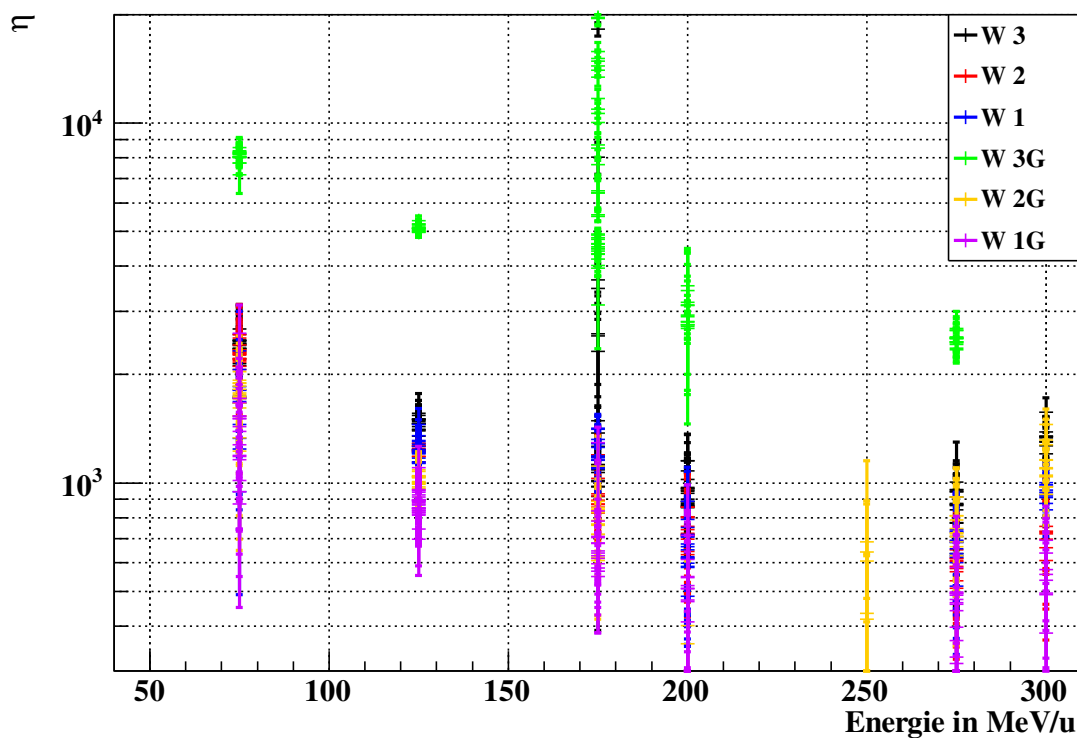




**Abbildung D.8.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $\text{U}^{63+}$ -Strahlzeit von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Diese Darstellung zeigt die Daten für die Kupfertargets mit verschiedenen Oberflächenrauigkeiten. Es ist keine eindeutige, auf der Oberflächenrauigkeit basierende Hierarchie hinsichtlich  $\eta$  erkennbar. Eine alternative Darstellung findet sich in Abb. 7.9 auf Seite 82.



**Abbildung D.9.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $\text{U}^{63+}$ -Strahlzeit von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Diese Darstellung zeigt die Daten für die Kupferoxidtargets, die unterschiedlichen Oberflächenbehandlungen (siehe Tab. 5.1 auf Seite 45) unterworfen wurden. Die erwartete Korrelation zwischen oxidiertem Oberflächen und erhöhtem  $\eta$  konnte nicht beobachtet werden. Eine alternative Darstellung findet sich in Abb. 7.10 auf Seite 83.



**Abbildung D.10.:** Auftragung von  $\eta$  gegen die Ionenstrahlenergie  $E$  für die  $\text{U}^{63+}$ -Strahlzeit von 2016, ausgewertet mit der Gasdynamikmethode. Diese Darstellung zeigt die Daten für die Wolframtargets, die unterschiedlichen Oberflächenbehandlungen (siehe Tab. 5.1 auf Seite 45) unterworfen wurden. Die Goldbeschichtung ist hier nicht immer von Vorteil. Eine alternative Darstellung findet sich in Abb. 7.11 auf Seite 84.

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] AAD, G. ; ABAJYAN, T. ; ABBOTT, B. et al.: Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. In: *Physics Letters B* 716 (2012), Nr. 1, 1–29. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>. – DOI 10.1016/j.physletb.2012.08.020. – ISSN 0370–2693
- [2] DEBUS, J. ; HABERER, T. ; SCHULZ-ERTNER, D. ; JÄKEL, O. ; WENZ, F. ; ENGHARDT, W. ; SCHLEGEL, W. ; KRAFT, G. ; WANNENMACHER, M.: Carbon ion irradiation of skull base tumors at GSI. First clinical results and future perspectives. In: *Strahlentherapie und Onkologie* 176 (2000), May, Nr. 5, 211–216. <http://dx.doi.org/10.1007/s000660050002>. – DOI 10.1007/s000660050002. – ISSN 0179–7158
- [3] NOORDEN, R. van: Radioisotopes: The medical testing crisis. In: *Nature* 504 (2013), Dezember, Nr. 7479, 202–204. <http://dx.doi.org/10.1038/504202a>. – DOI 10.1038/504202a. – ISSN 0028–0836
- [4] SPILLER, P. et al.: Status of the FAIR Synchrotron Projects SIS18 Upgrade and SIS100. In: *Proceedings, 5th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2014)*, 2014, WEOBA01. <http://jacow.org/IPAC2014/papers/weoba01.pdf>
- [5] HOLZER, D. P. ; MAHNER, E. ; KOLLMUS, H. ; BENDER, M. ; SEVERIN, D. ; WENGENROTH, M.: Heavy-ion-induced desorption yields of cryogenic surfaces bombarded with 1.4 MeV/u xenon ions. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 16 (2013), Aug, 083201. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.083201>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.16.083201. – ISSN 2469–9888
- [6] Norm DIN 28400-1 Mai 1990. *DIN 284000, Vakuumtechnik; Benennung und Definitionen; Allgemeine Benennungen*
- [7] KERSEVAN, R. ; PONS, J.-L.: Introduction to MOLFLOW+: New graphical processing unit-based Monte Carlo code for simulating molecular flows and for calculating angular coefficients in the compute unified device architecture environment. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A* 27 (2009), Nr. 4, 1017–1023. <http://dx.doi.org/10.1116/1.3153280>. – DOI 10.1116/1.3153280. – ISSN 0734–2101
- [8] ADY, M. ; KERSEVAN, R.: Introduction to the Latest Version of the Test-particle Monte Carlo Code Molflow+. In: *Proceedings of IPAC 2014*, 2014
- [9] GÖRLICH, P. (Hrsg.) ; SCHNEIDER, H.G. (Hrsg.): *Vakuumphysik und -Technik*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, 1978 (Technisch-physikalische Monographien 36)

- 
- [10] EDELMANN, C.: *Vakuumphysik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1998. – ISBN 9783827400079
- [11] JOUSTEN, Karl (Hrsg.): *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. 11. Auflage. Springer, 2012. – ISBN 978-3-8348-1745-7
- [12] SCHLÄPPI, B. ; ALTWEGG, K. ; BALSIGER, H. ; HÄSSIG, M. ; JÄCKEL, A. ; WURZ, P. ; FIETHE, B. ; RUBIN, M. ; FUSELIER, S. A. ; BERTHELIER, J. J. ; DE KEYSER, J. ; RÈME, H. ; MALL, U.: Influence of spacecraft outgassing on the exploration of tenuous atmospheres with in situ mass spectrometry. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 115 (2010), Nr. A12. <http://dx.doi.org/10.1029/2010JA015734>. – DOI 10.1029/2010JA015734. – ISSN 2156-2202
- [13] WIEN, K.: Fast heavy ion induced desorption. In: *Radiation Effects and Defects in Solids* 109 (1989), Nr. 1-4, 137–167. <http://dx.doi.org/10.1080/10420158908220529>. – DOI 10.1080/10420158908220529
- [14] TOULEMONDE, M. ; DUFOUR, C. ; PAUMIER, E.: The Ion–Matter Interaction with Swift Heavy Ions in the Light of Inelastic Thermal Spike Model. In: *Acta Physica Polonica A* 109 (2006), Nr. 3, 311–322. <http://dx.doi.org/10.12693/APhysPolA.109.311>. – ISSN 1898-794X
- [15] BENDER, M.: *Untersuchung der Mechanismen Schwerioneninduzierter Desorption an Beschleunigerrelevanten Materialien*, Goethe-Universität Frankfurt, Dissertation, 2008
- [16] FLEISCHER, R. L. ; PRICE, P. B. ; WALKER, R. M.: Ion Explosion Spike Mechanism for Formation of Charged–Particle Tracks in Solids. In: *Journal of Applied Physics* 36 (1965), Nr. 11, 3645–3652. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1703059>. – DOI 10.1063/1.1703059. – ISSN 0021-8979
- [17] HEDIN, A. ; HKANSSON, P. ; SUNDQVIST, B. ; JOHNSON, R. E.: Ion-track model for fast-ion-induced desorption of molecules. In: *Physical Review B* 31 (1985), Februar, 1780. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.31.1780>. – DOI 10.1103/PhysRevB.31.1780. – ISSN 2469-9950
- [18] BOZYK, L.: *Entwicklung und Test eines Kryokollimator-Prototypen zur Kontrolle des dynamischen Vakuums im SIS100*, TU Darmstadt, Dissertation, Veröffentlicht unter der Creative Commons Lizenz: Namensnennung, Keine kommerzielle Nutzung, Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland, 2012. <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2968>
- [19] SHEVELKO, V. P. ; LITSAREV, M. S. ; SONG, M.-Y. ; TAWARA, H. ; YOON, J.-S.: Electron loss of fast many-electron ions colliding with neutral atoms: possible scaling rules for the total cross sections. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 42 (2009), Nr. 6. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/42/6/065202>. – DOI 10.1088/0953-4075/42/6/065202. – ISSN 0953-4075

- 
- [20] DÖRNER, R. ; MERGEL, V. ; ALI, R. ; BUCK, U. ; COCKE, C. L. ; FROSCHAUER, K. ; JAGUTZKI, O. ; LENCINAS, S. ; MEYERHOF, W. E. ; NÜTTGENS, S. ; OLSON, R. E. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; SPIELBERGER, L. ; TÖKESI, K. ; ULLRICH, J. ; UNVERZAGT, M. ; WU, W.: Electron-electron interaction in projectile ionization investigated by high resolution recoil ion momentum spectroscopy. In: *Physical Review Letters* 72 (1994), May, 3166–3169. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.3166>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.72.3166. – ISSN 0031–9007
- [21] GROBNER, O. ; CALDER, R. S.: Beam Induced Gas Desorption in the CERN Intersecting Storage Rings. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 20 (1973), June, Nr. 3, S. 760–764. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.1973.4327235>. – DOI 10.1109/TNS.1973.4327235. – ISSN 0018–9499
- [22] OMET, C.: *Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes im Schwerionensynchrotron SIS18*, TU Darmstadt, Dissertation, Dezember 2008. <http://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/34129>
- [23] BENDER, M. ; BOZYK, L.: *Private Kommunikation, Veröffentlichung ist in Vorbereitung*. 2016
- [24] CHILL, F.: *Vermessung der Pumpeigenschaften einer kryogenen Oberfläche*, Goethe-Universität Frankfurt, Dissertation, 2015
- [25] BAYARD, R. T. ; ALPERT, D.: Extension of the Low Pressure Range of the Ionization Gauge. In: *Review of Scientific Instruments* 21 (1950), Nr. 6, 571–572. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1745653>. – DOI 10.1063/1.1745653. – ISSN 0034–6748
- [26] WHITE, G. K. ; COLLOCOTT, S. J.: Heat Capacity of Reference Materials: Cu and W. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 13 (1984), Nr. 4, 1251–1257. <http://dx.doi.org/10.1063/1.555728>. – DOI 10.1063/1.555728. – ISSN 0047–2689
- [27] MANN, D.: *LNG Materials & Fluids: A User's Manual of Property Data in Graphic Format*. National Bureau of Standards, 1977 <http://www.cryogenics.nist.gov>
- [28] NIST: *Material Properties: 3003F Aluminum (UNS A93003)*. [http://www.cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/3003F%20Aluminum/3003FAluminum\\_rev.htm](http://www.cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/3003F%20Aluminum/3003FAluminum_rev.htm), Abgerufen am 30.09.2016
- [29] NIST: *Material Properties: 304 Stainless (UNS S30400)*. [http://www.cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/304Stainless/304Stainless\\_rev.htm](http://www.cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/304Stainless/304Stainless_rev.htm), Abgerufen am 30.09.2016
- [30] J. H. LIENHARD IV ; J. H. LIENHARD V: *A Heat Transfer Textbook*. Phlogiston Press, <http://ahtt.mit.edu>, Version 2.04, 2016

- 
- [31] STÖCKER, H. (Hrsg.): *Taschenbuch der Physik*. 5. Auflage. Harri Deutsch, 2007. – ISBN 978–3–8171–1720–8
- [32] FRANZ, R. ; WIEDEMANN, G.: Ueber die Wärme-Leitungsfähigkeit der Metalle. In: *Annalen der Physik* 165 (1853), Nr. 8, 497–531. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18531650802>. – DOI 10.1002/andp.18531650802. – ISSN 1521–3889
- [33] LEE, S. ; HIPPALGAONKAR, K. ; YANG, F. et al.: Anomalously low electronic thermal conductivity in metallic vanadium dioxide. In: *Science* 355 (2017), Nr. 6323, 371–374. <http://dx.doi.org/10.1126/science.aag0410>. – DOI 10.1126/science.aag0410. – ISSN 0036–8075
- [34] POWELL, R. W. ; HO, C. Y. ; LILEY, C. E.: *Thermal Conductivities of Selected Materials*. NIST, 1966 (National Standards Reference Data Series)
- [35] RADEBAUGH, R.: Cryocoolers: the state of the art and recent developments. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 21 (2009), 164219–164228. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/21/16/164219>. – DOI 10.1088/0953–8984/21/16/164219. – ISSN 0953–8984
- [36] WIKIMEDIA COMMONS: *Schematic diagram of GM cooler*. Veröffentlicht unter der GNU Free Documentation License, Version 1.2. Abgerufen am 15.10.2016, Beschriftung und Farben modifiziert. [https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=File:GM\\_cooler\\_schematic02.jpg&oldid=502554563](https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=File:GM_cooler_schematic02.jpg&oldid=502554563)
- [37] WIKIMEDIA COMMONS: *Schematic presentation of the GM cycle*. Veröffentlicht unter der GNU Free Documentation License, Version 1.2. Abgerufen am 15.10.2016, Vervollständigt und Farben modifiziert. [https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=File:GM\\_Cycle\\_Cryocooler02.jpg&oldid=502554575](https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=File:GM_Cycle_Cryocooler02.jpg&oldid=502554575)
- [38] LAKESHORE CRYOTRONICS: *User's Manual Model 218 Temperature Monitor*. Revision 2.2, Juli 2012
- [39] GSI: FAIR - Baseline Technical Report, Volume 1, Executive Summary / [http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications\\_FAIR/FAIR\\_BTR\\_1.pdf](http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications_FAIR/FAIR_BTR_1.pdf), Abgerufen am 22.10.2016. 2006. – Forschungsbericht. – ISBN 978–3–9811298–0–9
- [40] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Auflage. Springer, 2008. – ISBN 978–3–540–75281–3
- [41] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2. Auflage. Teubner, 1996. – ISBN 978–3–519–13087–4
- [42] BRANDT, D. (Hrsg.): *Cern Accelerator School, Intermediate accelerator physics*. 2006. – ISBN 978–92–9083–267–6



- 
- [43] GSI: FAIR - Baseline Technical Report, Volume 2, Accelerator and Scientific Infrastructure / [http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications\\_FAIR/FAIR\\_BTR\\_2.pdf](http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications_FAIR/FAIR_BTR_2.pdf), Abgerufen am 01.10.2016. 2006. – Forschungsbericht. – ISBN 978–3–9811298–0–9
- [44] FRANZAK, B.: MIRKO - an interactive program for beam lines and synchrotrons. In: *Computing in Accelerator Design and Operation: Proceedings of the Europhysics Conference Held at the Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin GmbH Berlin, Germany, September 20–23, 1983*, Springer, 1984. – ISBN 978–3–540–39130–2, 170–175. [http://dx.doi.org/10.1007/3540139095\\_102](http://dx.doi.org/10.1007/3540139095_102)
- [45] HOLLINGER, R. ; GALONSKA, M. ; GUTERMUTH, B. ; HEYMACH, F. ; KRICHBAUM, H. ; LEIBLE, K.-D. ; OCHS, K. ; SCHÄFFER, P. ; SCHÄFFER, S. ; SPÄDTKE, P. ; STORK, M. ; WESP, A. ; MAYR, R.: Status of high current ion source operation at the GSI accelerator facility. In: *Review of Scientific Instruments* 79 (2008), Nr. 2, 02C703. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2801623>. – DOI 10.1063/1.2801623. – ISSN 0034–6748
- [46] GSI: *High Current Ion Sources*. Abgerufen am 23.10.2016. [https://www.gsi.de/en/work/organisation/divisions/accelerator\\_operations/ion\\_sources/sources/ion\\_sources.htm](https://www.gsi.de/en/work/organisation/divisions/accelerator_operations/ion_sources/sources/ion_sources.htm)
- [47] VORMANN, H. ; BARTH, W. ; DAHL, L. ; VINZENZ, W. ; YARAMYSHEV, S. ; RATZINGER, U. ; TIEDE, R. ; KOLOMIETS, A. ; MINAEV, S.: Advanced UNILAC Upgrade for FAIR. In: *Proceedings of Linear Accelerator Conference LINAC2010*, 2011. – ISBN 978–3–95450–029–1, S. 142–144
- [48] GERHARD, P. ; GROENING, L. ; HARTMANN, W. ; MICKAT, S. ; TINSCHERT, K. ; VORMANN, H. ; VOSS, K.-O.: Status And Perspectives of the cw Upgrade of the UNILAC HLI at GSI. In: *Proceedings of HIAT2015*, 2015. – ISBN 978–3–95450–131–1, S. 183–185
- [49] EL HAYEK, Y.: *Minimierung der systematischen Anfangsverluste im SIS18*, Goethe-Universität Frankfurt, Dissertation, 2013
- [50] PUPPEL, P.: *Orts- und zeitaufgelöste Simulation strahlinduzierter dynamischer Vakuumeffekte in Schwerionensynchrotrons*, Goethe-Universität Frankfurt, Dissertation, 2012
- [51] BOZYK, L. ; SPILLER, P.: Measurement of Beam Ionization Loss in SIS18. In: *Proceedings of IPAC 2014*, 2014. – ISBN 978–3–95450–132–8, 864–866. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/mopri104.pdf>
- [52] SPILLER, P et al.: Technical Design Report SIS 100 / FAIR. 2008. – Forschungsbericht

- 
- [53] MAHNER, E.: Review of heavy-ion induced desorption studies for particle accelerators. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 11 (2008), Oktober, Nr. 10, 104801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.11.104801>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.11.104801. – ISSN 2469–9888
- [54] MAHNER, E. ; EVANS, L. ; KÜCHLER, D. ; SCRIVENS, R. ; BENDER, M. ; KOLLMUS, H. ; SEVERIN, D. ; WENGENROTH, M.: Heavy-ion induced desorption yields of cryogenic surfaces bombarded with 4.2 MeV/u lead ions. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 14 (2011), May, 050102. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.050102>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.14.050102. – ISSN 2469–9888
- [55] MAHNER, E. ; HANSEN, J. ; LAURENT, J.-M. ; MADSEN, N.: Molecular desorption of stainless steel vacuum chambers irradiated with 4.2 MeV/u lead ions. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 6 (2003), Jan, 013201. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.6.013201>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.6.013201
- [56] MAHNER, E. ; HOLZER, D. ; KÜCHLER, D. ; SCRIVENS, R. ; COSTA PINTO, P. ; VALLGREN, C. Y. ; BENDER, M.: Heavy-ion induced desorption yields of amorphous carbon films bombarded with 4.2 MeV/u lead ions. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (2011), Oct, 101001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.101001>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.14.101001. – ISSN 2469–9888
- [57] MAURER, Ch. ; HOFFMANN, D. H. H. ; BOZYK, L. ; KOLLMUS, H. ; SPILLER, P.: Heavy Ion Induced Desorption Measurements on Cryogenic Targets. In: *Proceedings of IPAC 2014*, 2014. – ISBN 978–3–95450–132–8, 867–869. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/mopri105.pdf>
- [58] LEYBOLD VAKUUM: *IONIVAC ITR90 ITR90 P Operating Manual*
- [59] FISCHER, U. (Hrsg.): *Tabellenbuch Metall*. 46. Auflage. Europa-Lehrmittel, 2014. – ISBN 978–3–8085–1675–1
- [60] QUARANTA, E. et al.: Towards Optimum Material Choices for the HL-LHC Collimator Upgrade. In: *Proceedings of IPAC 2016*, 2016. – ISBN 978–3–95450–147–2, 2498–2501. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/wepmw031.pdf>
- [61] MAURER, Ch. ; HOFFMANN, D. H. H. ; BOZYK, L. ; KOLLMUS, H. ; SPILLER, P.: Simulation and Experimental Investigation of Heavy Ion Induced Desorption from Cryogenic Targets. In: *Proceedings of IPAC 2015*, 2015. – ISBN 978–3–95450–168–7, 3699–3701. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2015/papers/thpf010.pdf>
- [62] ZIEMANN, V. G.: Time-dependent Behaviour of Gas Ejected from an Accelerating Structure after a Discharge. In: *Proceedings of IPAC 2014*, 2014.

- 
- ISBN 978–3–95450–132–8, 3062–3064. <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2014/papers/thpro078.pdf>
- [63] REEG, H: *Private Kommunikation, Veröffentlichung ist in Vorbereitung*. 2017
- [64] HEDLUND, E: *Studies of Heavy Ion Induced Desorption in the Energy Range 5-100 MeV/u*, Uppsala Universitet, Dissertation, 2008
- [65] GEISSEL, H. ; SCHEIDENBERGER, C. ; MALZACHER, P. ; KUNZENDORF, J. ; WEICK, H.: *ATIMA-Website*. Abgerufen am 4.2.2017. <https://web-docs.gsi.de/~weick/atima>
- [66] STADLMANN, J. ; BOZYK, L. ; KOLLMUS, H. ; SPILLER, P. ; STRASIK, I. ; TAHIR, N. ; TOMUT, M. ; TRAUTMANN, C.: *Collimators and Materials for High Intensity Heavy Ion Synchrotrons*. In: *Proceedings of IPAC 2012*, 2012. – ISBN 978–3–95450–115–1, S. 2564–2566
- [67] SPILLER, P. ; BLASCHKE, K. ; FRANCAZAK, B. ; STADLMANN, J. ; OMET, C.: *Optimization of the SIS100 Lattice and a Dedicated Collimation System for Ionisation Losses*. In: *AIP Conference Proceedings 773* (2005), Nr. 1, S. 40–44

---

## Kurzlebenslauf des Autors

---

---

### Persönliche Daten

---

Name	Christoph Maurer
Geburtstag	13.12.1986
Geburtsort	Frankenberg (Eder)
Familienstand	ledig
Nationalität	deutsch

---

### Bisheriger Werdegang

---

1997 - 2006	Besuch der Edertalschule in Frankenberg (Gymnasium), Abitur mit den Leistungskursen Mathematik und Biologie
2006 - 2007	Zivildienst (9 Monate) im Kreiskrankenhaus in Frankenberg
2007 - 2010	Bachelorstudium (Physik) an der TU Darmstadt, Fachkurse in Optik und Kernphysik
2010 - 2012	Masterstudium (Physik) an der TU Darmstadt, Schwerpunkt: Materie bei hohen Energiedichten
2012 - 2017	Promotion an der TU Darmstadt und dem GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
seit 2017	Entwicklungsingenieur bei Vitronic in Wiesbaden

---

### Lehre an der TU Darmstadt

---

2009 - 2011	Übungsleiter für die Veranstaltung „Physik für Chemiker, Materialwissenschaftler, Geologen, Vermessungstechniker und Mineralogen“
2013 - 2015	Betreuer im Physikalischen Grundpraktikum (Abteilung Kernphysik)

---

## Danksagung

---

Eine Promotion findet nicht im luftleeren Raum statt (auch wenn es dabei um Vakuumphysik geht). An ihr sind neben dem Doktoranden zwangsläufig mittel- und unmittelbar, im Vorder- und im Hintergrund, viele Leute beteiligt, ohne die es einfach nicht geht. Wenn dabei Großgeräte wie das SIS18 im Spiel sind, gilt das ganz besonders. Diese Arbeit stellt dabei keine Ausnahme dar, deswegen sollen hier all die Menschen gewürdigt werden, die mir mit Rat und (noch mehr) Tat zur Seite standen.

Als Erstes sind dabei Prof. Hoffmann und Dr. Spiller zu nennen, die mir überhaupt erst ermöglicht haben, dieses sehr interessante Thema zu bearbeiten.

Meine direkten Kollegen Lars Bozyk, Frederic Chill und Shahid Ahmed haben zusammen mit dem Rest der Synchrotronabteilung besonderen Dank verdient. Die tägliche Zusammenarbeit mit euch, egal ob es ums bauen, auswerten oder was auch immer ging, war lehrreich, produktiv und nicht zuletzt auch sehr angenehm. Besonders von Lars Erfahrung mit dem Thema habe ich immens profitiert. Man hätte sich kaum eine bessere Gruppe wünschen können.

Immer wenn es um Vakuumphysik und -technik ging, konnte ich mir wertvolle Anregungen bei der Vakuumgruppe, besonders Marcel Lotz, Lukas Urban und Stefan Wilfert abholen. Ohne eure Unterstützung (und das ein oder andere Leihgerät) hätte die Qualität meiner Arbeit sehr gelitten.

Ebenfalls zu Dank verpflichtet bin ich der Kryogruppe, besonders Holger Kollmus und Katharina Kopp, unter anderem für die Konstruktion des thermischen Schildes.

Der Strommessaufbau wurde mir von Sven Löchner zur Verfügung gestellt. Dafür und für die kurzfristige, unkomplizierte Unterstützung während der Strahlzeit bin ich sehr froh und dankbar.

Udo Blell, Isfried Petzenhauser und Jürgen Florenkowski haben sich nicht nur bereit erklärt, uns in einer schwierigen Ausgangslage kurzfristig Laborplatz zur Verfügung zu stellen, sondern halfen mir auch bei einigen elektrotechnischen Fragestellungen aus. Ich kann euch daher, auch im Namen von Lars, Frederic und Shahid, unser aller Dank aussprechen.

Die Erstellung der technischen Zeichnungen und damit die Fertigung einiger Teile wären ohne die Hilfe meines alten Freundes und Studienkollegen Holger Schambach sicherlich nicht so reibungslos abgelaufen.

Eine der Neuerungen in dieser Arbeit beruht auf dem Einsatz von Gasynamiksimulationen, die ohne die freundliche und unkomplizierte Kooperation von Roberto Kersevan

---

und Marton Ady am CERN so nicht möglich gewesen wären. Dafür und für euer Interesse an meiner Arbeit: Vielen Dank!

Moralische Unterstützung und eine nie endende Motivationsquelle verdanke ich meinem Freundeskreis, besonders Benjamin Mayer, Michael Endres (du bist der Nächste!), Matthias Sattig, Sven Schmidt und Lenka Arai (still best bot!).

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie, vor allem meinen Eltern Marianne und Günter Maurer, die mich während meines gesamten Studiums in jeder erdenklichen Weise unterstützt haben. Ohne euch wäre es um einiges holpriger gelaufen! Meine Schwester Katharina hat sich ebenso verdient gemacht indem sie sich bereiterklärt hat, diese Arbeit im letzten Moment nochmal probezulesen. Sie hat zweifellos sehr davon profitiert.

Zum Schluss möchte ich noch denen danken, die ich hier vergessen habe, und euch gleichzeitig um Verzeihung bitten. Während den fast viereinhalb Jahren, die ich promovieren durfte, habe ich mit so vielen Menschen zusammengearbeitet, dass es nahezu unmöglich ist, an alle zu denken. Wenn du das Gefühl hast, dass du hier stehen solltest, es aber nicht tust, hast du wahrscheinlich Recht.

---

## Index

---

- Adsorption, 4  
Akkumulation  
    SIS100, 31  
    SIS18, 28  
ATIMA, 95  
Ausheizen, 12, 47  
  
Bayard-Alpert-Vakuummeter, 13  
Boosterbetrieb, 27  
Bunch, 28  
  
CDC, 47  
    DAQ, 50  
    Slow Control, 50  
Cernoxsensoren, 23  
Chemisorption, 4  
Continuous-Bombardement-Methode, 34  
Coulombexplosion, 7  
Cryocooler, 20  
  
Dampfdruckkurve, 11  
DAQ-Zyklus, 50  
Desorption  
    n-ten Grades, 6  
    strahlinduzierte, 7  
    thermische, 6  
Desorptionsausbeute, 7, 32  
    Continuous-Bombardement-Methode,  
        34  
    Single-Shot-Methode (allgemein), 53  
    Single-Shot-Methode (ideal), 36  
Desorptionspeak, 35, 53  
diagnostisches Volumen, 36, 39  
differentielle Pumpstrecke, 37  
Druckanstiegsmethode, 34  
  
Enddruck, 4  
Entlüftungsbohrung, 12  
Extraktor-Vakuummeter, 13  
  
Förderpumpen, 10  
  
Flüssiggaskühlung, 22  
Fouriergleichung, 17  
Frenkel-Gleichung, 6  
  
Gasdynamikfaktor, 53  
    Bestimmung, 59  
Gaußsche Fehlerfortpflanzung, 63  
Gifford-McMahon-Prozess, 20  
  
H<sub>2</sub>-armes Glühen, 12  
Hot-Swap, 47  
  
Ion catcher, 8  
  
Kaltkopf, 20  
Kollimator, 8  
Komposittargets, 42, 80  
Kompressionsverhältnis, 10  
Konduktion, 17  
Kontaktwiderstand, 18  
Konvektion, 16  
Kryokondensation, 11  
Kryopumpe, 11  
Kryostat, 16  
  
Läppen, 42  
Lennard-Jones-Potential, 5  
Lorenzzahl, 18  
  
magnetische Steifigkeit, 27  
molekulare Strömung, 3  
Monolage, 5, 78  
Multiturninjektion, 27  
  
N<sub>2</sub>-Äquivalent, 14  
  
Pauli-Abstoßung, 5  
Physisorption, 5  
Pirani-Vakuummeter, 13  
Polanyi-Wigner-Gleichung, 6  
  
R<sub>z</sub>, 42

---

Röntgenlimit, 14

Single-Shot-Methode, 35

SIS100, 29

    Zyklus, 31

SIS18, 27

    Zyklus, 27

Sojourn time, 55

Sorption, 4

Sorptionspumpen, 11

Statistischer Fehler, 63, 67

Stephan-Boltzmann-Gesetz, 19

Stickingkoeffizient, 55

Stickstoffäquivalent, 14

Systematischer Fehler, 63

Thermal Spike Modell, 7

thermischer Schild, 19

Titansublimationspumpe, 11

Turbomolekularpumpe, 10

UNILAC, 26

Untergrundpolynom, 55

Vacuum firing, 12

Verdrängerpumpen, 10

Verweildauer, 55

Vierletermessung, 23

virtuelles Leck, 12

Wärmekapazität

    spezifische, 15

    voluminare, 15

Wärmeleitfähigkeit, 17

Wärmeleitung, 17

Wärmestrahlung, 18

Wasserstoffarmes Glühen, 12

Wide Range Gauge, 39

Wiedemann-Franz-Gesetz, 18

Zeolithfalle, 10



---

## Erklärung zur Dissertation

---

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 12. Mai 2017

---

(C. Maurer)